Über den Einfluß der meteorologischen Zustände der Troposphäre auf die Ausbildung der anormalen Schallzone

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER PHILOSOPHISCHEN DOKTORWÜRDE

VORGELEGT DER

PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT II

DER

UNIVERSITÄT ZÜRICH

VON

HANS MORF

aus **ILLNAU** (Zürich)

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Begutachtet von den Herren
PROF. Dr. H. WEHRLI :: ::
PROF. Dr. A. de QUERVAIN

ZÜRICH □ 1919.
Diss.-Druckerei Gebr. Leemann & Co.
Stockerstr. 64.

Separatabdruck
aus den Annalen der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt
(Jahrgang 1918).

Abriß des Bildungs- und Studienganges.

In Birmensdorf bei Zürich, wo ich am 15. Mai 1889 geboren wurde, besuchte ich die Primar- und Sekundarschule und trat 1905 in das kantonale Lehrerseminar in Küsnacht ein. Von Frühling 1909 bis Herbst 1910 amtete ich als Primarlehrer an der Sekundarschule Niederhasli. Hierauf absolvierte ich die Studien für Lehramtskandidaten an der philosophischen Fakultät II der Universität Zürich bis Herbst 1912 und bin seither Sekundarlehrer an der Stadtschule Zürich.

Bereits im Herbst 1912 wurde das Studium in physikalisch-geographischer und geologischer Richtung fortgesetzt. Seit 1916 studierte ich speziell physikalische Geographie, welche Studien während einer dreisemestrigen Beurlaubung vom Lehramt besonders gefördert wurden.

Zürich, den 26. Juni 1919.

Hans Morf.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41507217_0052

Vorwort.

Die Arbeit ist in der Schweizerischen Meteorologischen Zentralanstalt beim Herrn Direktor-Adjunkt Prof. Dr. A. de Quervain ausgeführt worden. Ich bin ihm für das große Interesse, für Rat und Tat bei der Durchführung der Untersuchung zu außerordentlichem Dank verpflichtet. Ganz besondern Dank schulde ich auch Herrn Prof. Dr. H. Wehrli für die zahlreichen wissenschaftlichen Anregungen während des Studiums. Es ist mir ferner eine angenehme Pflicht, an dieser Stelle der Direktion der Meteorologischen Zentralanstalt, Herrn Dr. J. Maurer für das Wohlwollen, dessen ich mich jederzeit im Institut erfreuen durfte, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

I. Teil.

Historischer Überblick.

A. Einleitung.

Aus dem täglichen Leben ist bekannt, daß Glocken, Gewehr- und Geschützfeuer etc. je nach den Umständen auf verschiedene Entfernungen gehört werden können. Zu dieser auffallenden Erscheinung kommt bei der Ausbreitung starker Schallwellen[1]) noch eine außerordentlich interessante Tatsache hinzu. Es entsteht nämlich in der Umgebung der Schallquelle nicht nur das „normale Schallgebiet", sondern in einer Entfernung von 100 bis 170 km vom Schallherd setzt gelegentlich ein „anormales Schallgebiet" ein, das von ersterem durch eine „Zone des Schweigens" getrennt ist. Der Innenrand des äußeren Schallgebietes gleicht häufig einem Kreisbogen, der in keinem bisher festgestellten Beispiel einen größern Zentriwinkel als 180° hat. Es sind auch Fälle bekannt, bei denen die normale direkt in die anormale Zone übergeht, ein schallfreies Zwischengebiet also fehlt. Bevor eingehender auf die festgestellten Tatsachen eingetreten wird, wollen wir uns über die Bedeutung dieses Schallphänomens Rechenschaft geben. Zweifellos ist vom praktischen Standpunkt aus die Kenntnis der Existenz einer Zone des Schweigens am wichtigsten für die Meerschiffahrt in bezug auf die Hörweite der Nebelsignale an den Küsten; daß nämlich auch diese Schallquellen eine Zone des Schweigens aufweisen, wird unter I. B. besprochen. In früheren Bewegungskriegen mit der damaligen Entwicklung des Meldedienstes konnte die Hörbarkeit oder Nichthörbarkeit des K.*) über Sieg oder Niederlage entscheidendes Gewicht erlangen. So darf heute mit einigem Grund behauptet werden, daß Friedrich der Große bei Liegnitz deshalb siegte, weil sich ein Teil des feindlichen Heeres in der Zone des Schweigens befand und darum nicht in den Kampf eingriff. Ähnliche Beispiele bietet die Kriegsgeschichte für 1866 und 1870—71. Aber selbst heute bei vorzüglich ausgebautem Meldedienst ist die Kenntnis der Zone des Schweigens für Heerführer nicht ohne Interesse.[2]) Ferner leisten die Untersuchungen über Schallanomalien wertvolle Dienste für die akustische Positionsbestimmung von Geschützen. Auch für den Juristen ist die Lösung der Frage über die anormale Schallfortpflanzung von praktischem Interesse. Daß das Phänomen für den Historiker wichtig ist, beweist das angegebene Beispiel aus der Kriegsgeschichte. Der Geograph, der die rätselhaften akustischen Erscheinungen, wie Bodensee-, Murten- und Rotenburger-„Schießen" in der Schweiz, das „Seebrüllen" in Österreich, die „Mistpoeffers" in Flandern, die „Barisal guns" in Bengalen, die „Retumbos" in Zentralamerika und ähnliche Wahrnehmungen in der Normandie, in England, in Schottland, in Algier und der Sahara, am Kongo etc. untersuchen will, muß mit der anormalen Schallfortpflanzung vertraut sein. Das größte Interesse bietet unser außerordentlich kompliziertes Phänomen für Physiker und Meteorologen, da nämlich interessante Zusammenhänge zwischen den Zuständen der Atmosphäre und der anormalen Schallfortpflanzung nachgewiesen werden können; die vorliegende Arbeit bezweckt einen Beitrag zu leisten zur Prüfung dieser Beziehungen. Unter diesem Gesichtspunkte ist die Untersuchung zu betrachten.

[1]) Mit Rücksicht, daß es sich hier um Fernakustik handelt, brauchen die Explosionswellen, deren Geschwindigkeit in den ersten Momenten am größten ist, und sich verhältnismäßig rasch derjenigen der Schallwellen nähert, nicht berücksichtigt zu werden. Die Schallquelle, die eigentlich als Ort aller Punkte im Raum aufzufassen ist, von welchen an die Explosions- als Schallwellen behandelt werden können, darf darum für unsere Zwecke als punktförmig angenommen werden.

[2]) Während der schweizerischen Grenzbesetzung 1914—18 wurde ein Infanterie-Hauptmann, der mit seiner Einheit in der Nähe von Beurnevésin bei Pruntrut dem Grenzdienst oblag, von seinem Divisionskommandanten zur Rede gestellt, warum er nicht über wahrgenommenen K. aus dem Sundgau melde. Truppen, die nämlich die Grenze in noch größerer Distanz von der Kriegsfront bewachten, berichteten regelmäßig über die Detonationen. Die betreffende Kompagnie hatte vom K. nichts gehört. Zweifellos befand sie sich in der Zone des Schweigens.

*) N. B. K. = Kanonendonner.

B. Die Tatsachen.

Verschiedene Forscher haben die anormale Schallfortpflanzung untersucht, und fast ein jeder hat seiner Untersuchung eine Interpretation beigefügt. Wir wollen im folgenden die festgestellten Tatsachen und die Erklärungsversuche scharf voneinander trennen. Wenden wir uns zunächst den ersteren zu.

1. Ältere Beobachtungen, die nicht systematisch untersucht wurden.

Erst seit Beginn des gegenwärtigen Jahrhunderts wird die anormale Schallfortpflanzung systematisch untersucht. Es war freilich schon früher in einzelnen Fällen beobachtet, aber nicht genügend untersucht worden, daß die Ausbreitung des Schalles in große Entfernungen mit gewissen Anomalien vor sich zu gehen pflegt. So referiert z. B. Wolf über die Schallanomalien der Eruption des Kotopaxi (5943 m ü. M.) vom 26. Juni 1877: In Latacunga, 40 km südlich der Schallquelle, hatte man nichts von den Vulkanausbrüchen gehört. Hingegen in Guayaquil, 330 km vom Krater entfernt, hörte man die „Artillerieschüsse" so außerordentlich deutlich, daß einige glaubten, in einem, eine Viertelstunde von der Stadt entfernten Fort werde gefeuert. Ähnliches berichtet Verbeek über die Ausbrüche des Krakatau vom 26. bis 28. August 1883. Auch anläßlich der Explosion eines Pulverturms in Rom am 23. April 1891 wurde eine eigenartige Ausbreitung des Schalles beobachtet, aber nicht genauer verfolgt.

2. Die wichtigen systematischen Untersuchungen von Tyndall (1874) und Mohn (1890—95)

beziehen sich in der Hauptsache auf die verschiedene Ausdehnung der primären Schallzone und können somit nicht als eigentliche Untersuchungen über anormale Schallfortpflanzung bezeichnet werden. Immerhin soll Tyndall zuerst die Tatsache konstatiert, oder für alle Fälle zuerst in den Kreis des Interesses gezogen haben, daß man, mit einem Dampfer gegen ein Nebelsignal fahrend, in einem Augenblick den Schall hört, um später in einem kürzeren Abstand den Schall zu verlieren und in einem noch kürzeren das Signal wieder zu vernehmen. Tyndall hatte 1874 an den South Foreland-Felsen in der S. E.-Ecke Englands Untersuchungen über Schallfortpflanzung angestellt, aus denen zweifellos hervorging, daß ein Schall von konstanter Stärke in ruhiger Atmosphäre zu verschiedenen Zeiten bis zu sehr verschiedenen Entfernungen gehört werden kann. Die nämliche Tatsache bewies Mohn anläßlich seiner Studien über Nebelsignale in den Jahren 1890—95. Die Feststellungen von Stokes und O. Reynolds sind in anderem Zusammenhange zu erwähnen.

3. Studien über anormale Schallfortpflanzung seit 1900.

Das durch die Dynamitexplosion vom 14. Dezember 1903 zu Förde in Westfalen erzeugte und von G. von dem Borne untersuchte Schallphänomen läßt nach dem vorhandenen Beobachtungsmaterial nicht einwandfrei erkennen, ob die normale und die anormale Zone voneinander getrennt waren. Mit der Untersuchung der Fernwirkung der Roburitaufflammung in Witten-Annen bei Bochum (28. November 1906) hat aber der nämliche Verfasser — zum ersten Male — nachgewiesen, daß zwei Schallgebiete entstehen können, die scharf durch eine Zone des Schweigens voneinander getrennt sind. Seither wurde das Problem im besondern von A. de Quervain, den Japanern Fujiwhara und Omori, ferner von Dörr, Meinardus, Everdingen und Mercanton weiter erforscht. Das Tatsachenmaterial ist namentlich seit 1914 durch eine große Zahl kleinerer Publikationen stark vermehrt worden. Wir fassen die aus diesem umfangreichen Material sich ergebenden Tatsachen, welche zum Teil schon festgestellt waren und zum Teil von mir zusammengestellt wurden, in den Hauptzügen wie folgt zusammen:

A. Das Medium für Fernakustik ist die Luft, was, in Erledigung anderer, auch seither oft gehörter Behauptungen von A. de Quervain 1908 zum ersten Mal an Hand von Zeitangaben nachgewiesen werden konnte.[3])

B. Zone des Schweigens.

1. Das Auftreten einer Zone des Schweigens ist eine häufige Erscheinung. In einigen Fällen aber fehlt sie vollständig. In vereinzelten Beispielen ist das schallfreie Zwischengebiet keilförmig ausgebildet. (Untersuchung von Fujiwhara über die am 7. April 1910 erfolgte Explosion eines Sprengstoffmagazins und über die von de Quervain bearbeitete Ausbreitung des K. am 25.—26. Dezember 1914.)

---

[3]) Noch im Jahre 1911 hatte das Meteor. Office der U. S. A. das Gesuch von A. de Quervain um Untersuchung eines Falles über anormale Schallfortpflanzung in den Vereinigten Staaten mit der Begründung abgelehnt, der Schall pflanze sich durch die Erde fort. Diese Stellungnahme war insofern bedauerlich, als damals die Frage der ringförmigen Begrenzung der sekundären Zone hätte beantwortet werden können, weil die Umgebung des Schallherdes auf große Entfernung eine engbesiedelte Ebene war.

2. Das anormale Schallgebiet liegt immer in einer bestimmten Richtung zur Schallquelle. In den Schallfiguren von Fujiwhara über die Detonationen des Vulkans Mt. Asama ist angegeben, in welcher Richtung die vulkanische Asche vom Wind in mittlerer Höhe verfrachtet wurde: in 7 deutlichen Fällen stimmen die Achsen des Schall- und des Aschengebietes überein, in 5 weiteren deutlichen Fällen aber nicht. Die Abweichung kann so groß sein, daß die Achse des Aschengebietes aus dem anormalen Schallgebiet herausfällt.
3. Wenn eine typische Zone des Schweigens ausgebildet wird, so pflegt ihr Innenrand mehr oder weniger kreisbogenartig 100—170 km vom Schallherd entfernt vorzukommen. Der Zentriwinkel dieser Kurve hat in keinem Beispiel 180° überschritten.
4. Die Gegend der anormalen Hörbarkeit ist in einigen Fällen in mehrere Schallgebiete geteilt, die bandförmig um die Schallquelle herum gelegen sind (Fujiwhara).
5. Wie A. de Quervain 1908 festgestellt hat, ragen Höhenorte, die nach ihrer Lage in die Zone des Schweigens gehören, gelegentlich über die letztere hinaus.
6. Gebirgszüge beeinflussen die Abgrenzung der Zone des Schweigens. (Vergl. Beispiele von de Quervain vom 25./26. Dezember 1914 und 25. April 1915.)

C. Die Maximaltragweite des Schalles beträgt nach einer von W. Krebs zusammengestellten Liste mit 31 Beispielen von ganz außergewöhnlich großen, 330 km übersteigenden Hörweiten:

Weite in km	Strecke	Schallquelle	Jahr
4775	Insel Rodriguez vom Krakatau	Vulkanausbruch	1883
970	Heilbronn von Belgrad	Geschützfeuer	1915
900	Preußisch-Holland (Ost-Preußen) von dem Schlachtfeld beim Skagerak	„	1915

Unbedingt darf meines Erachtens aus den zahlreichen Meldungen über wahrgenommenen K. aus großer Ferne mit Sicherheit geschlossen werden, daß Geschützdonner über 400 km weit gehört werden kann.

D. Regionale Intensitätsverteilung. Nach den Beobachtungen und Berechnungen von Dörr folgen am Innenrand der Außenzone nicht Schweigen und größte Intensität unmittelbar aufeinander; erst in einer mittleren Entfernung des anormalen Gebietes tritt die maximale Schallintensität auf.

E. Die Schallteilung in mehrfache Schallwahrnehmungen als Funktion der Entfernung ist übereinstimmend bei Explosionen von Sprengstoffmagazinen, bei Detonationen anläßlich Vulkanausbrüchen und beim Geschützdonner konstatiert worden.

F. Die Konfiguration des Geländes in der Umgebung des Schallherdes beeinflußt die seitliche Abgrenzung des schallerfüllten sekundären Gebietes (Riff, Felswand). Talmulden, Tobel, Wohnzimmer etc. im anormalen Schallgebiet ermöglichen Resonanzerscheinungen.

G. Die mechanischen Wirkungen der Schallwellen im anormalen Gebiet sind merkwürdig groß. Sie äußern sich im Klirren von Fensterscheiben, von Glassachen in Schränken etc., selbst im Erzittern von Häusern. Die Einwirkung auf Schwerhörige zeigt, daß es sich nicht nur um hörbare Schallwellen handelt.

H. Die jährliche Periodizität für die anormale Hörbarkeit des K. ist von A. de Quervain und W. Brand festgestellt worden. Das Maximum für die Fernhörbarkeit fiel in den Winter. In den Monaten April-Mai hörte die anormale Hörbarkeit des K. auf, Ende September oder anfangs Oktober setzte sie wieder ein.

C. Interpretation der anormalen Schallfortpflanzung.

Auf den Erklärungsversuch von Fr. Lux, wonach die ganze Zone des Schweigens durch Interferenz der Schallwellen entstehen sollte, wird nicht eingetreten. Diese Ansicht entspricht einfachen physikalischen Gesetzen nicht.[4])

Von großem Interesse sind hingegen die folgenden vier Theorien. Wie wir aber nachweisen werden, können die beiden ersten keinen Anspruch auf Wahrscheinlichkeit erheben. Um zunächst diese beiden Theorien zu besprechen, die in der Folge nicht mehr erwähnt werden müssen, wird von einer historischen Reihenfolge abgesehen. Dem chronologischen Interesse wird genügend Rechnung getragen, indem im Titel in Klammern das Publikationsjahr angegeben wird.

1. Die Wasserstoffhypothese von v. d. Borne (1910).

V. d. Borne geht zur Begründung seiner überaus interessanten Hypothese von der Annahme J. von Hanns und A. Wegeners aus, daß die Sauerstoff-Stickstoffatmosphäre in eine Wasserstoffatmosphäre übergehe. Da in der Troposphäre das Molekulargewicht praktisch als konstant angenommen werden kann, die Temperatur und damit die Schall-

[4]) Vergl. Phys. Z. 1916, p. 284.

geschwindigkeit mit der Höhe aber abnimmt, werden nach dem Snellius'schen Brechungsgesetz die Strahlen konvex zum Erdboden gerichtet. Weil die Schallgeschwindigkeit in Gasen der Quadratwurzel aus dem Molekulargewicht umgekehrt proportional ist, und da nach den Berechnungen von v. d. Borne das mittlere Molekulargewicht der Luft von rund 50 km Atmosphärenhöhe an sehr stark abnimmt, so nimmt von diesem Niveau an die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe zu. Der Schallstrahl wird somit jetzt kontinuierlich vom Einfallslot weggebrochen, bis er horizontal verläuft und nach dem Reziprozitätsgesetz der Akustik wieder zur Erde gelangt. Die Strahlen, welche den Innenrand der anormalen Zone nach v. d. Bornes Berechnung in 116 km Entfernung von der Schallquelle bilden, legen eine Atmosphärenschicht von 75 km Mächtigkeit zurück. Die Theorie von v. d. Borne ist von E. van Everdingen weiter ausgebaut worden. Die Beobachtungen über Schallanomalien, die der letztere anläßlich der Belagerung von Antwerpen vom 7.—9. Oktober 1914 und bei 7 weiteren kriegerischen Operationen anstellte, stimmen nur qualitativ mit der Wasserstoffhypothese überein. Quantitativ weichen sie ab, weil für die Entfernung des Innenrandes der anormalen Zone ca. 160 km gemessen wurden, statt 116 nach den Berechnungen von v. d. Borne. Everdingen benützt bei seiner numerischen Berechnung verschiedene Hypothesen, z. B. diejenige von A. Wegener, daß bereits von 50 km Höhe an das Geocoronium an der Zusammensetzung der Atmosphäre teilzunehmen beginne; allein er findet eine genügende Übereinstimmung nicht. Bessere Annäherung an die wirklich gemessenen Distanzen findet Everdingen bei Voraussetzung eines stärkeren Heliumgehaltes mit der Höhe, als Hann und Wegener annehmen. — Nach v. d. Borne und Everdingen beeinflussen Wind und Temperatur den Strahlengang nur sehr wenig. Beide Autoren haben die Diffraktion nicht berücksichtigt.

Die Wasserstoffhypothese stimmt aber mit einer Reihe von Erfahrungstatsachen nicht überein, wovon nur die wichtigsten genannt seien:

1. Der Beobachter hat im anormalen Schallgebiet den Eindruck, der Schall komme vom Horizont her, während nach v. d. Borne der Schallstrahl mit kleinem Inzidenzwinkel ankommen müßte.
2. Gebirgszüge, selbst Erhebungen von weniger als 1000 m Höhe, beeinflussen die Abgrenzung der Zone des Schweigens, was nicht der Fall sein sollte, wenn die Strahlen aus der angenommenen Höhe zur Erde zurückgelangen würden.
3. Höhenorte im Jura und den Alpen, die lokal in der Zone des Schweigens liegen, ragen über letztere hinaus. Die Zone des Schweigens wird also in gewissen Fällen in den unteren Luftschichten überbrückt und nicht in ca. 70 km Höhe.
4. Der Innenrand der anormalen Zone hat nicht eine konstante Entfernung vom Schallzentrum. Letztere schwankt zwischen 100—170 km.
5. Die Zone des Schweigens kann überhaupt fehlen.
6. Sämtliche bisher beobachteten Schallphänomene sind einseitig ausgebildet.

Die Beobachtungstatsachen 4—6 widersprechen deshalb der Theorie, weil nach den angenommenen physikalischen konstanten Zuständen und nach dem gering vorausgesetzten Einfluß von Wind und Temperatur auch Konstanz in Form und Dimension der anormalen Schallzone eintreten sollte. Auch sollte dieses Schallgebiet nach allen Richtungen gleichmäßig ausgebildet sein; die geschlossene zentrische Symmetrie ist aber nie festgestellt worden. Nicht nur der Erfahrung, sondern auch den physikalischen Gesetzen hält die Theorie nicht stand, ganz abgesehen davon, daß die Hydrogensphäre Wegeners, worauf v. d. Bornes Theorie basiert, doch wohl immer noch als hypothetisch zu betrachten ist. E. Schrödinger gelangt bei seiner Untersuchung, ob das Energieprinzip bei der Wasserstoffhypothese von v. d. Borne gewahrt bleibe, zum Ergebnis, daß kaum noch Schallstrahlen mit endlicher Intensität von der Grenze der Wasserstoffschicht zurückkehren. Durch Wärmeleitung und innere Reibung wird nämlich bei fortschreitender Luftverdünnung die regelmäßige Wellenausbreitung immer stärker gedämpft. Dazu kommt noch eine geringe Schwächung der Intensität als Folge der kontinuierlichen Refraktion. — V. d. Borne hebt hervor, daß am Innenrand der anormalen Zone eine Art Brennlinie entstehe, wodurch die Intensität verstärkt werde. Eine Brennlinie ist nach dem von v. d. Borne angenommenen Strahlenverlauf unmöglich, da zwei Strahlen, die sich auf dem Innenrand der äußeren Zone schneiden sollten, verschiedene Höhe zurückzulegen haben und somit nicht gleichzeitig an der gleichen Stelle der Erde wieder zusammentreffen können.

2. Anormale Schallfortpflanzung als Problem konstruktiven Charakters. F. Auerbach (1916). E. Esclangon (1917).

F. Auerbach erklärt die Zone des Schweigens bei Schallfiguren, die durch Geschützfeuer entstehen, in der Hauptsache dadurch, daß der vom Geschütz ausgehende Knall zunächst schräg nach oben gewendet werde, und erst weiterhin, bei fortschreitender Zerstreuung, auch wieder Ausläufer infolge Beeinflussung durch Inversionen nach unten entsende.

Auch nach E. Esclangon ist die Zone des Schweigens, resp. das anormale Schallgebiet hauptsächlich auf konstruktive Momente zurückzuführen. Er nimmt an, daß neben den meteorologischen Zuständen die Flugbahnen von

solchen Geschossen, deren Anfangsgeschwindigkeit größer als diejenige des Schalles ist, für die Entstehung der anormalen Zone maßgebend seien. Die Erklärung der Konfiguration des äußeren Schallgebietes wird dadurch freilich schwierig, weil sich die Kopfwelle, von der die anormalen Schallstrahlen ausgehen, selbst translatorisch bewegt.

Es unterliegt keinem Zweifel, daß diese beiden konstruktiven Momente bei der Fernhörbarkeit des K. mitspielen. Uns genügen freilich diese beiden Erklärungen nicht, da sie nach ihrer Natur nur für den K. in Frage kommen können. Wie wir aber gesehen haben, weisen die Schallwellen, die von Geschützen, Explosionen von Sprengstoffmagazinen und von Detonationen der Vulkane herrühren, bei ihrer Ausbreitung eine Reihe von übereinstimmenden Merkmalen auf, welche durch die beiden folgenden Theorien von einem allgemeinen Standpunkt aus erklärt werden.

3. Erklärung der anormalen Schallausbreitung durch Luftströmungen und die Temperaturzustände. A. de Quervain (1908).

Was die Schallrefraktion in ruhiger Luft betrifft, ist bei der Besprechung der Wasserstoffhypothese von v. d. Borne erwähnt worden, daß die Temperatur und damit die Schallgeschwindigkeit mit der Höhe abnimmt, was zur Folge hat, daß der Schallstrahl konvex zur Erde abgebogen wird. Diese Kurve, die der Schallstrahl in Luft mit einem Temperaturgradienten zurücklegt, ist wiederholt analytisch untersucht worden. Je nach Festsetzung der Gesetzmäßigkeit für die Temperatur- resp. Schallgeschwindigkeitsabnahme mit der Höhe und der Strenge, die vom Endresultat verlangt wird, kommen als Kurve in Betracht: nach den Untersuchungen von Mohn-Schiötz ein Kreis, nach Matthiessen und Nölke eine Parabel, nach Rayleigh eine Kettenlinie, nach Kommerell eine Zykloide, und endlich nach Emden bei verschiedener Strenge der Berechnung diese sämtlichen angegebenen Kurven. In der Einleitung zum II. Teil wird gezeigt, daß sich die Endresultate dieser analytischen Berechnungen auf das gleiche Integral zurückführen lassen.

Die Schallrefraktion in bewegter Luft ist von Stokes (1857) und später von Reynolds (1874) zuerst untersucht worden. Die beiden Forscher gingen von der Feststellung aus, daß ein Schall in der Windrichtung auf größere Entfernungen als in entgegengesetzter Richtung hörbar ist. Diese Tatsache wurde von Stokes und später aufs neue von Reynolds so erklärt, daß die Schallwellen in der Richtung eines mit der Höhe an Geschwindigkeit zunehmenden Windes konkav nach unten, in entgegengesetzter Richtung hingegen konkav nach oben kontinuierlich refraktiert werden. Die Front einer Planwelle, die in einem gewissen Augenblick senkrecht steht, wird also bei der Fortpflanzung des Schalles mit diesem Wind nach vorn, hingegen bei Fortpflanzung gegen diesen Wind nach rückwärts abgedreht. Die Theorie der kontinuierlichen Brechung des Schalles durch den Wind mit einem Windgradienten ist von Reynolds[5]) durch interessante Versuche bestätigt worden. — Bei Annahme gewisser Voraussetzungen haben Mohn und Schiötz (1892) nachgewiesen, daß diese Kurven in bewegter Luft mit Berücksichtigung der Temperaturzustände Kreise seien.

Die Theorie von Stokes und Reynolds hat A. de Quervain 1908 benutzt, um die Entstehung der anormalen Zone für die Explosion an der Jungfraubahn zu erklären: Von der Schallquelle aus werden die Strahlen infolge der Temperaturabnahme konkav nach oben gewendet. In einer gewissen Höhe biegt sie ein Wind, dessen Geschwindigkeit mit der Höhe zunimmt, konvex nach oben, bis sie schließlich horizontal verlaufen, und dann nach dem Reziprozitätsgesetz der Akustik wieder zur Erde gelangen müssen. Die Zone des Schweigens wird also in dieser Luftströmung überbrückt. A. de Quervain hat nach den Formeln von Mohn und Schiötz auf Grund von tatsächlich vorkommenden meteorologischen Zuständen gezeigt, daß die Theorie von Stokes und Reynolds qualitativ wie quantitativ zu positiven Resultaten führt; auch hat er damals den fundamentalen Zusammenhang zwischen Temperatur- und Windgradient für die Schallfortpflanzung an Hand von meteorologischen Beispielen erläutert. Die Erklärung von A. de Quervain wurde seither durch Feststellung verschiedener Beobachtungstatsachen, die oben angeführt worden sind, gefördert. S. Fujiwhara und R. Emden haben das Problem analytisch behandelt; der erstere hat auch den Einfluß der Erdkrümmung untersucht. Mohn und Schiötz haben bei der Herleitung ihrer Formeln eine Tatsache vernachlässigt, die hingegen von diesen beiden Autoren in der Berechnung berücksichtigt worden ist. Bereits Stokes hat nämlich gefunden, daß die Richtung des Schallstrahls durch den Windeinfluß nach und nach vom ursprünglichen Azimut in geringem Maße abgelenkt wird; der Schallstrahl wird aus einem geraden zu einem gekrümmten. Schallstrahlen, die in der Horizontalebene der Schallquelle verlaufen, verbleiben bei Windeinfluß in dieser Ebene, nähern sich aber auf der Leeseite nach und nach etwas der Windrichtung. Auf der Luvseite aber entfernen sich die Strahlen von dieser Richtung. Im II. Teil wird die Abweichung vom ursprünglichen Azimut quantitativ festgestellt.

Während hier die Windverhältnisse primär und die Temperaturzustände sekundär für den Verlauf der Schallstrahlen von Bedeutung sind, spielt bei der

---

[5]) Siehe Literaturverzeichnis; vergl. auch Rayleigh, l. c., Bd. II, pag. 159.

4. Erklärung der anormalen Schallfortpfanzung durch kontinuierliche Refraktion gebeugter Schallstrahlen an Inversionen nach Fr. Nölke (1916).

der Temperaturzustand in der Atmosphäre die Hauptrolle. Die Inversionen, die für das Rückwenden der Schallstrahlen zur Erde in Betracht kommen, sind in ca. 3 km Höhe vorhanden. Ein Strahl kann in einer gewissen Höhe nur unter der Voraussetzung zur Erde gewendet werden, wenn die Lufttemperatur des Umkehrpunktes gleich oder höher als diejenige beim Schallherd ist.[6]) Diese Voraussetzung trifft nur bei Bodeninversionen zu, nicht mehr aber bei Inversionen in den hier in Betracht kommenden Höhen. Nach der Inversionstheorie gelangen also im Gegensatz zur Erklärung der anormalen Schalleitung durch Luftströmungen die geometrischen Schallstrahlen nicht mehr zur Erde zurück, sondern nur die gebeugten. Da sich die anormale Zone nur in bestimmten Quadranten ausbildet, ist anzunehmen, daß der Wind in der Luvseite die Bildung des anormalen Schallgebietes verhindert. Nölke ist der Ansicht, daß auch eine örtliche Begrenzung der Inversionen die Lage, Form und Größe der Schallgebiete beeinflusse.

D. Problemstellung.

Wenn wir nun den heutigen Stand der Theorien für anormale Schallfortpflanzung überblicken, so sehen wir, daß deren zwei Anspruch auf Wahrscheinlichkeit erheben können, nämlich die Erklärung der Fernfortpflanzung des Schalles durch die Luftströmungen in Verbindung mit den Temperaturzuständen einerseits, und durch Inversionen für gebeugte Strahlen anderseits. Für die letztere Theorie sind die Winde von sekundärer Bedeutung.

In der vorliegenden Schrift wird das Problem der anormalen Schallfortpflanzung zunächst gefördert, indem die Schallfiguren für eine Anzahl Fälle bei bestimmten typischen Temperatur- und Windzuständen konstruiert wurden. Dazu bedurfte es einer Herleitung von Konstruktionsformeln als unentbehrliches Mittel zum Zweck, d. h. um den Zusammenhang zwischen den Wetterzuständen und den entstandenen Schallfiguren zu zeigen.

Dann wurden während einer Reihe von Tagen des Winters 1917—18 die in der Schweiz und in Süd-Deutschland festgestellten Beobachtungen über die anormale Hörbarkeit des K. aus dem Elsaß zu tatsächlich vorgekommenen Schallfiguren zusammengestellt. An Hand dieser Schallfiguren und der vorhandenen Beobachtungen über die physikalischen Zustände der Atmosphäre wurde beurteilt, ob in bestimmten Fällen die Luftströmungen oder die Inversionen die Hauptrolle bei der anormalen Schallfortpflanzung spielten.

II. Teil.

Konstruktion von Schallfiguren.

A. Herleitung der Konstruktionsformeln.[1])

Die Schallstrahlengleichungen von S. Fujiwhara.

Nach Mohn und Schiötz ist die erste präzise theoretisch-physikalische Bearbeitung der Fortpflanzung des Schalles in windbewegter Luft S. Fujiwhara zu verdanken. Diese Untersuchung ist aber rein theoretisch durchgeführt, sodaß sie sich für numerische Berechnungen nicht ohne weiteres eignet. An Hand seiner Fundamentalgleichungen wollen wir darum die für Konstruktionen von Schallfiguren notwendigen Formeln herleiten. Wir machen damit seine physikalischen Voraussetzungen, die hier freilich nicht wiederholt werden, zu den unseren. Emden hat nach Abfassung dieser Untersuchung über das Problem eingehend publiziert; er macht auf einen Fehler Fujiwharas aufmerksam, der aber auf die Berechnung der Bahnkurve keinen Einfluß hat. Folgende Gleichungen für die Koordinaten der Schallbahn bilden für uns den Ausgangspunkt:

1a)
$$\pm x = \int_0^z \frac{w\left[\frac{v_0}{\sin i_0} + (w_0 - w)\cos\Theta\right] + v^2\cos\Theta}{v\sqrt{\left[(w_0 - w)\cos\Theta + \frac{v_0}{\sin i_0}\right]^2 - v^2}}\,dz$$

1b)
$$\pm y = \int_0^z \frac{v\sin\Theta}{\sqrt{\left[(w_0 - w)\cos\Theta + \frac{v_0}{\sin i_0}\right]^2 - v^2}}\,dz$$

[6]) Vergl. Phys. Z. 1916, pag. 34.

[1]) In der ganzen Untersuchung über die Formeln, die wir benötigen, bezeichnet der nämliche Buchstabe immer dieselbe Größenart. Die Längeneinheit ist der Meter, worauf auch der Temperatur- und der Windgradient bezogen werden.

Die Scheitelhöhe des Strahls wird gefunden, indem

1c) $$[v_0 + (w_0 - w)\sin i_0 \cos\Theta]^2 - v^2 \sin^2 i_0 = 0$$

nach z aufgelöst wird.

Es bedeuten:

x, y, z = rechtwinklige Koordinaten, die + X Achse in der Richtung **wohin** der Wind weht, z senkrecht aufwärts.
w = Windgeschwindigkeit in m/sec.
v = Schallgeschwindigkeit ohne Berücksichtigung von w in m/sec.
i = Inzidenzwinkel.
Θ = Azimut des Schallstrahles, von der + X Achse aus gerechnet.
i_0 v_0 w_0 = diesbezügliche Werte im Ursprung.
$\pm$ = vor x und y sind anzuwenden, je nachdem sich die Schallwelle aufwärts, oder abwärts fortpflanzt. In der Folge wird $\pm$ vor x und y weggelassen.

1. Fortpflanzung des Schalles in windstiller Luft.

a) Die allgemeine Integralformel.

Setzt man in Formel 1 a) für
$w = w_0 = 0$, was für Windstille gilt,
ferner $\cos\Theta = 1$, so erhält man

2) $$x = \int_0^z \frac{v}{\sqrt{\left(\frac{v_0}{\sin i_0}\right)^2 - v^2}}\, dz$$

Mit dieser Integralformel lassen sich sämtliche Gleichungen der Schallbahnen für Windstille herleiten, handle es sich um Ausdrücke für Kreise, Parabeln, Kettenlinien oder Zykloiden, welche von den im I. Teil angegebenen Autoren ermittelt wurden.[2])

[2]) Von der Gleichung

3a) $t = t_0 + \Delta t\, z$ ausgehend, worin
t = die Temperatur der Luft in der Höhe z
t_0 = „ „ im Niveau des Ursprungs
$\pm \Delta t$ = Temperaturgradient, d. h. Temperaturzu-, resp. -abnahme (vgl. Schlußsatz dieser Fußnote) pro 1 m Höhenzunahme bedeuten, beweist V. Kommerell, daß die Schallbahn in diesem Fall eine Zykloide ist. Auf ganz anderem Wege kann mit Formel 2) dieser Nachweis kurz wie folgt geleistet werden:

3b) Setzt man in $v = 332\sqrt{1 + \gamma t}$, wo $\gamma = \frac{1}{273}$, der Ausdehnungskoeffizient der Gase ist, 3a) ein, so erhält man

$$v = 332\sqrt{1 + \gamma t_0 + \gamma \Delta t\, z}$$
$$v^2 = v_0 + 332^2 \gamma \Delta t\, z$$
$$v^2 = v_0^2 + p z \qquad p = \frac{332^2}{273}\Delta t$$

also $$x = \int_0^z \frac{\sqrt{v_0^2 + p z}}{\sqrt{\left(\frac{v_0}{\sin i_0}\right)^2 - (v_0^2 + p z)}}\, dz$$

Führt man als Integrationsvariable $u = v_0^2 + p z$ und die Abkürzung
$q = \left(\frac{v_0}{\sin i_0}\right)^2$ ein, so folgt

$$x = \frac{1}{p}\int \sqrt{\frac{u}{q - u}}\, du$$

Für $u = \frac{q}{2}(1 - \cos\vartheta)$ erhält man, nachdem durch Parallelverschiebung des Koordinatensystems erreicht wurde, daß $\vartheta = \vartheta_0$ für $z = 0$ wird:

$$x = \frac{q}{2p}\int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \sqrt{\frac{1 - \cos\vartheta}{1 + \cos\vartheta}}\sin\vartheta\, d\vartheta$$

$$x = \frac{q}{2p}\int_{\vartheta_0}^{\vartheta} \sqrt{\frac{(1 - \cos\vartheta)^2}{1 - \cos^2\vartheta}}\sin\vartheta\, d\vartheta$$

b) Die Formeln von Mohn und Schiötz

werden in der Folge in modifizierter Form zu konstruktiven Zwecken immer verwendet, soweit es sich um windstille Luft handelt.

Wir nehmen an, daß die Schallgeschwindigkeit gleichförmig mit der Höhe nach oben abnimmt, setzen also, wenn b eine positive, sehr kleine Konstante bedeutet:

4a) $$v = v_0 - b\,z$$

Aus 2) erhält man nach erfolgter Integration:

$$x = \frac{1}{b}\left[\sqrt{\frac{{v_0}^2}{\sin^2 i_0} - (v_0 - bz)^2} \mp v_0 \operatorname{ctg} i_0\right]$$

Die untere Integrationsgrenze ist in diesem Fall, wie bei spätern Integrationen der Formeln 1 a) und b) so gewählt, daß $x = 0$, auch $y = 0$ und $z = 0$ sind, d. h. die Strahlen gehen durch den Ursprung (Schallquelle). Formt man diesen Ausdruck etwas um, so entsteht die Mohn'sche Kreisgleichung:

4b) $$\left(x \mp \frac{v_0}{b} \operatorname{ctg} i_0\right)^2 + \left(z - \frac{v_0}{b}\right)^2 = \left(\frac{v_0}{b}\,\frac{1}{\sin i_0}\right)^2.$$

Bezeichnen wir die Abszisse des Kreismittelpunktes mit ξ, die dazugehörende Ordinate mit η und den Kreisradius mit ς, so erhält man:

4c) $$\xi = \pm \frac{v_0}{b} \operatorname{ctg} i_0$$

4d) $$\eta = \frac{v_0}{b}$$

4e) $$\varsigma = \frac{v_0}{b}\,\frac{1}{\sin i_0}$$

Aus 4 a) und 3 b) folgt, wenn γ als kleine Größe behandelt wird, was sich hier für Werte von t bis ca. 20° rechtfertigen läßt:

4f) $$b = \frac{v_0 - v}{z} = 332 \cdot \frac{1}{2}\,\gamma\,\frac{t_0 - t}{z} = 332 \cdot \frac{1}{2}\,\gamma\,\Delta t$$

somit

4g) $$\frac{v_0}{b} = \frac{1 + \frac{1}{2}\,\gamma\,t_0}{\frac{1}{2}\,\gamma\,\Delta t}$$

$$x = \frac{q}{2p}\int_{\vartheta_0}^{\vartheta} (1 - \cos\vartheta)\,d\vartheta$$

Nach erfolgter Integration findet man durch Vereinfachung und Einführung der absoluten Temperatur T

3c) $$x = \frac{T_0}{2\sin^2 i_0\,\Delta t}\left[(\vartheta - \sin\vartheta) - (\vartheta_0 - \sin\vartheta_0)\right]$$

3d) $$z = \frac{T_0}{2\sin^2 i_0\,\Delta t}(1 - \cos\vartheta) - \frac{T_0}{\Delta t}$$

3e) $$\frac{dz}{dx} = \operatorname{ctg}\frac{\vartheta}{2}, \text{ somit für } z = o$$

$$\frac{dz}{dx} = \operatorname{ctg} i_0 \text{ und für } z = -\frac{T_0}{\Delta t}$$

$$\frac{dz}{dx} = \infty$$

Die Formeln 3 c) und d) stellen die Gleichungen einer gemeinen Zykloide dar, welche vom Berührungspunkt eines Kreises mit einer in der Höhe des absoluten Nullpunktes gelegenen horizontalen Geraden beim Rollen des Kreises auf dieser Horizontalen erzeugt wird. Der Kreisradius beträgt

$$\frac{T_0}{2\sin^2 i_0\,\Delta t}.$$ Für $x = o$ und $z = o$

ist das analytische Maß des Wälzungswinkels $\vartheta = \vartheta_0$. Im übrigen ist von P. Behrens gezeigt worden, wie sich die Mohn'sche Kreisgleichung, die Rayleigh'sche Kettenlinie und die Matthiessen'sche Parabel auf die allgemeine Integralformel 2) zurückführen lassen. Auch hat R. Emden seine Formeln für die Schallbahn in ruhiger Luft aus einer zu 2) analogen Gleichung hergeleitet. — Der Anschaulichkeit halber wurde Δt hier in der Fußnote ausnahmsweise $\pm$ gewählt, wenn die Temperatur mit der Höhe zu- resp. abnimmt; im übrigen entspricht in dieser Arbeit, wie allgemein in der Meteorologie üblich ist, einem $\pm\Delta t$ eine Temperatur a b - resp. -zunahme mit der Höhe.

Folgende Formel ist bei numerischen Berechnungen häufig anzuwenden: Ein Strahl verlasse die Schallquelle mit dem Inzidenzwinkel i_0. Aus 4 d) und 4 e) folgt für die Scheitelhöhe z_m:

4h) $$-z_m = \frac{v_0}{b}\left(\frac{1}{\sin i_0} - 1\right)$$

2. Fortpflanzung des Schalles in windbewegter Luft.

a) Anwendungsbereich der Mohn-Schiötz'schen Formeln für windbewegte Luft mit Bezug auf das vorliegende Problem.

Mohn hatte seine Kreisgleichung nicht nur auf ruhige, sondern auch auf windbewegte Luft angewendet, was in seinen speziellen Fällen durchaus zulässig war, nicht aber allgemein in den vorliegenden.

Für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit V des Schalles in windbewegter Luft gilt, wenn vom Dampfdruck abgesehen wird:

5a) $$V = 332\sqrt{1+\gamma t} + w\cos\Theta$$

Beim Summand $w\cos\Theta$ ist vorausgesetzt, daß sich die Schallwellen wie der Wind nur horizontal fortpflanzen. Analog zu 4 f) und g) erhält man, wenn statt 4 a)

5b) $$V = V_0 - Bz$$

gesetzt wird, wobei B wieder eine sehr kleine, positive Konstante bedeutet:

5c) $$\frac{V_0}{B} = \frac{1 + \frac{1}{2}\gamma t_0 + \frac{w_0}{332}\cos\Theta}{\frac{1}{2}\gamma \Delta t - \frac{\Delta w}{332}\cos\Theta}$$

$\pm\Delta w$ bezeichnet den Windgradienten, d. h. die Windgeschwindigkeitszu- resp. -abnahme pro 1 m Höhenzunahme. $\pm$ vor $\frac{B}{V_0}$ und $\frac{b}{v_0}$ entsprechen einem konkaven resp. konvexen Verlauf der Schallbahn nach oben.

A priori kann angegeben werden, daß die nach 5 c) mit entsprechender Verwendung von 4 b) ermittelten Resultate für die Spannweiten der Strahlen um so kleiner als die richtigen Werte sind, je mehr i_0 von $\frac{\pi}{2}$ abweicht. In Formel 5 c) findet nämlich w, abgesehen von $\cos\Theta$, volle Berücksichtigung, während bei beliebigem i_0 nur $w\sin i_0$ in die Werte übergehen darf. 5 c) entspricht somit einem stärkeren Wind, der imstande ist, die infolge Temperaturabnahme zur X-Achse konvex gerichteten Schallstrahlen rascher zum Erdboden zurückzuführen, als dies die tatsächlichen Verhältnisse vermögen. Auch wird in dieser Formel in Verbindung mit 4 b) nicht berücksichtigt, daß die Schallbahn durch die Windgeschwindigkeit — wenn auch nur minim — vom ursprünglichen Azimut abgelenkt wird.[3])

Trotz dieser Nachteile eignet sich aber die Mohn'sche Kreisgleichung für windbewegte Luft ausgezeichnet zur raschen Durchführung von Überschlagsrechnungen, denn im Grunde genommen gibt Mohn das Wesentliche an und hat den Vorteil, sehr anschaulich zu sein. Für die eigentliche Berechnung werden in der Folge präzisere Formeln hergeleitet durch

b) Verwendung von Fujiwhara's Schallstrahlengleichungen.

Die Herleitung der für konstruktive Zwecke notwendigen Formeln beschränkt sich zunächst auf die Leeseite der Schallquelle. Hernach wird gezeigt, wie durch einen Wechsel der Vorzeichen die nämlichen Formeln auch für die Luvseite des Schallherdes gültig sind.

aa) Fortpflanzung des Schalles in der Leeseite der Schallquelle.

α) Temperaturkonstanz. Lineare Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe.

Findet die Schallfortpflanzung in einer isothermen Schicht, in der ein Wind weht, statt, und wählt man für die Windgeschwindigkeitszunahme mit der Höhe die lineare Gleichung:

6 a) $w = w_0 + az$ (a eine sehr kleine positive Konstante), so erhält man aus 1 a) nach erfolgter Integration:

6b)[4]) $$x = \frac{w_0 + \frac{v_0}{\sin i_0 \cos\Theta}}{v_0\, a\cos\Theta}\left(v_0 \operatorname{ctg} i_0 - \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}\right) - \frac{1}{2\, v_0\, a\cos^2\Theta}\left(\frac{v_0^2 \operatorname{ctg} i_0}{\sin i_0} - \varepsilon\sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}\right)$$

$$+ \frac{v_0}{a}\left(1 - \frac{1}{2\cos^2\Theta}\right)\log\frac{v_0\,(1+\cos i_0)}{\left(\varepsilon + \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}\right)\sin i_0}$$

[3]) Vergl. quantitative Angabe im Anschluß an Formel 6 h).

[4]) Der natürliche Logarithmus wird mit log, der gemeine mit Log bezeichnet.

wobei bedeutet:

$$\varepsilon = \frac{v_0}{\sin i_0} - a\, z \cos \Theta$$

Den 2. Wert von x, für welchen der Schallstrahl dieselbe Höhe z erreicht, erhält man, indem vor die Wurzel das andere Vorzeichen gesetzt wird. Analog liefert 1 b)

6c) $$y = \frac{v_0}{a} \operatorname{tg} \Theta \log \frac{v_0 (1 + \cos i_0)}{(\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}) \sin i_0}$$

Für die Scheitelhöhe $z_{m\Theta}$ folgt aus 1 c) in Analogie zu 4 h)

6d) $$z_{m\Theta} = \frac{v_0}{a \cos \Theta} \left(\frac{1}{\sin i_0} - 1 \right)$$

Wir wollen jetzt die durch 6 b), c), d) dargestellte Raumkurve diskutieren. Zunächst besprechen wir die beiden in die XZ- und YZ-Ebenen orthogonal projizierten Kurven. Die Koordinaten des Scheitels, $x_{m\Theta}$ und $y_{m\Theta}$, werden erhalten, indem $z_{m\Theta}$ in 6 b) und c) eingesetzt wird, nämlich:

6e) $$x_{m\Theta} = \frac{v_0}{a} \left(1 - \frac{1}{2 \cos^2 \Theta} \right) \log \operatorname{ctg} \frac{i_0}{2} + \frac{\operatorname{ctg} i_0}{a \cos^2 \Theta} \left(\frac{v_0}{2 \sin i_0} + w_0 \cos \Theta \right)$$

6f) $$y_{m\Theta} = \frac{v_0}{a} \operatorname{tg} \Theta \log \operatorname{ctg} \frac{i_0}{2}$$

Für $z = 0$ erhält man aus 6 b) und c) außer Null als Koordinaten des 2. Spurpunktes

$$2\, x_{m\Theta} \text{ und } 2\, y_{m\Theta}$$

Somit besteht jede der orthogonalen Projektionen aus zwei symmetrischen Ästen, was durch Einsetzen von numerischen Werten in den folgenden zwei Differentialquotienten bestätigt wird.

6g) $$\frac{dx}{dz} = \pm \left(\frac{w_0}{v_0} + \frac{1}{\sin i_0 \cos \Theta} \right) \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}} \mp \frac{1}{2 v_0 \cos \Theta} \left[\frac{\varepsilon^2}{\sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}} + \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2} \right] + v_0 \cos \Theta \left(1 - \frac{1}{2 \cos^2 \Theta} \right) \frac{1 \pm \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}}}{\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}}$$

6h) $$\frac{dy}{dz} = v_0 \sin \Theta \frac{1 \pm \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}}}{\varepsilon \pm \sqrt{\varepsilon^2 - v_0^2}}$$

Für $z = 0$ erhält man aus diesen beiden Formeln

$$\frac{dx}{dz} = \cos \Theta \operatorname{tg} i_0 \text{ und } \frac{dy}{dz} = \sin \Theta \operatorname{tg} i_0 \qquad \frac{dy}{dx} = \operatorname{tg} \Theta$$

$$z = o$$
$$w_0 = o$$

In Betreff der Diskussion der Schallbahn selbst ist hervorzuheben, daß die Raum-Kurve einer ebenen sehr nahe kommt, was durch Einsetzen von numerischen Werten in 6 b) bis 6 h) und der Untersuchung der orthogonalen Projektion in der XY-Ebene an Hand des Ausdruckes:

$$\frac{dy}{dx} \left(= \frac{dy}{dz} : \frac{dx}{dz} \right)$$

der nahezu konstant ist, folgt.

Für ein numerisches Beispiel wählen wir folgende Werte: $a = 0{,}01$ m/sec.; $v_0 = 332{,}0$ m/sec.; $i_0 = 75^0$; $\Theta = 45^0$; $w_0 = 0$ m/sec. $a = 0{,}01$ m/sec. repräsentiert einen sehr starken Windgradienten; trotzdem ist die Abweichung der Raumkurve von einer ebenen sehr gering. Folgende Ergebnisse der Berechnung seien hier angeführt:

$2\, x_{m\Theta} = 18{,}420$ km Azimut des 2. Spurpunktes $43^0\, 41'$ statt 45^0
$2\, y_{m\Theta} = 17{,}590$ „
$z_{m\Theta} = 1{,}660$ „

Wir dürfen annehmen, daß die Raumkurve ganz in einer Ebene verläuft, die senkrecht auf der XY-Ebene steht, und deren Azimut nur wenig kleiner als das ursprüngliche Azimut Θ ist.

β) Schallgeschwindigkeitsabnahme als lineare Funktion der Höhe infolge der Temperaturabnahme ($v = v_0 - b\,z$). Lineare Zunahme der Windgeschwindigkeit nach oben.[5])

Wählt man die beiden früher besprochenen linearen Gleichungen 4 a) und 6 a), so erhält man aus 1 a) und b) Ausdrücke, die sich wegen zahlreichen Summanden für numerisches Rechnen nicht eignen. Diese Ausdrücke können aber bei praktischen Berechnungen entbehrt werden. Untersucht man nämlich die in diesem Fall durch 1 a)—c) ausgedrückte Kurve, so liefert die Diskussion das nämliche Ergebnis wie für 6 b)—d). Bei Berechnung von Schallbahnen der vorliegenden Art reicht deshalb für die meisten Zwecke die Kenntnis der Koordinaten des Scheitels $x_{m\Theta}$, $y_{m\Theta}$ und $z_{m\Theta}$ resp. des 2. Spurpunktes $2\,x_{m\Theta}$ und $2\,y_{m\Theta}$ aus. Nach 1 c) folgt für die Scheitelhöhe:

7a) $$z_{m\Theta} = \frac{v_0}{a\cos\Theta - b}\left(\frac{1}{\sin i_0} - 1\right)$$ [6])

Die Integration von 1 a) und b) nach Berücksichtigung der beiden Gleichungen 4 a) und 6 a), nachträgliches Einsetzen der Scheitelhöhe 7 a), und Anwendung des Hülfswinkels

$$\sin\alpha = \frac{b}{a\cos\Theta}$$

liefern für die übrigen Koordinaten des Scheitels:

7b) $$x_{m\Theta} = \frac{a\,v_0}{b^2\cos\alpha}\left[1 + \frac{b\,w_0}{a\,v_0} + \frac{b\cos\Theta}{a\cos\alpha\,\mathrm{ctg}\,\alpha} - \frac{1 - \frac{1}{\sin i_0}\left(\sin\alpha - \frac{b}{a}\cos\Theta\right)}{\mathrm{ctg}^2\alpha}\right]\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}}$$
$$- \frac{(a^2-b^2)\,v_0\,\mathrm{ctg}\,i_0\cos\Theta}{b^3\,\mathrm{ctg}^2\alpha} - \frac{a\,v_0 + b\,w_0}{b^2}\log\mathrm{ctg}\frac{i_0}{2}$$

7c) $$y_{m\Theta} = \frac{v_0\,\mathrm{ctg}\,i_0\sin\Theta}{b\,\mathrm{ctg}^2\alpha}\left(1 + \frac{4\sin\frac{i_0-\alpha}{2}\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin 2\alpha\cos i_0}\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}}\right)$$

Für den Strahl, der sich in der XZ-Ebene, und zwar in Windrichtung fortpflanzt, erhält man aus 7 b), indem $\cos\Theta = 1$ gesetzt wird:

7d) $$x_{mo} = \frac{1}{b\cos\alpha}\left(w_0 + \frac{v_0}{\sin\alpha}\right)\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}} - \frac{v_0}{b}\,\mathrm{ctg}\,i_0 - \frac{1}{b}\left(w_0 + \frac{v_0}{\sin\alpha}\right)\log\mathrm{ctg}\frac{i_0}{2}$$

Ist zudem $w_0 = 0$, so tritt noch folgende Vereinfachung ein

7e) $$x_{mo} = \frac{v_0}{b}\left(\frac{2}{\sin 2\alpha}\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}} - \frac{\log\mathrm{ctg}\frac{i_0}{2}}{\sin\alpha} - \mathrm{ctg}\,i_0\right)$$
$$w_0 = 0$$

Approximative Berechnung,
angewendet bei den Konstruktionen IV—VIII.

Die besprochene geringe Abweichung der Kurve vom ursprünglichen Azimut ist von untergeordneter Bedeutung im Vergleich zum enormen Betrag der Diffraktion von Schallwellen mit den hier in Betracht kommenden Wellenlängen. Zudem ist hervorzuheben, daß die Gleichungen 4 a) und 6 a) nur angenähert den tatsächlichen Temperatur- und Windzuständen der Atmosphäre entsprechen. Diese Gründe rechtfertigen zur Genüge, bei Berechnung von Schallfiguren in vielen Fällen die geringe Abweichung der Schallbahn vom ursprünglichen Azimut zu vernachlässigen. Die für numerisches Rechnen lästige Formel 7 b) wird dadurch, wie auch 7 c), überflüssig, und in einem beliebigen Punkt der Schallbahn mit der Höhe z kann durch ein einfaches Verfahren der Inzidenzwinkel i, und die Entfernung der Orthogonalprojektion dieses Punktes auf der XY-Ebene vom Ursprung ermittelt werden.

---

[5]) Vergl. Fujiwhara, l. c., No. 1, pag. 49.
[6]) Vergl. Fujiwhara, l. c., No. 1, pag. 49.

Bezeichnen wir die Entfernung des auf die XY-Ebene orthogonal projizierten Scheitels von der sich im Ursprung befindenden Schallquelle mit $\Xi_{m\Theta}$, so erhält man

8a) $$\Xi_{m\Theta} = \frac{1}{b\cos\alpha}\left(w_0\cos\Theta + \frac{v_0}{\sin\alpha}\right)\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}} - \frac{v_0}{b}\operatorname{ctg} i_0 - \frac{1}{b}\left(w_0\cos\Theta + \frac{v_0}{\sin\alpha}\right)\log\operatorname{ctg}\frac{i_0}{2}$$

Ist $w_0 = 0$, so entsteht die einfache Formel:

8b) $$\Xi_{m\Theta} = \frac{v_0}{b}\left(\frac{2}{\sin 2\alpha}\log\frac{\cos\frac{i_0+\alpha}{2}}{\sin\frac{i_0-\alpha}{2}} - \frac{\log\operatorname{ctg}\frac{i_0}{2}}{\sin\alpha} - \operatorname{ctg} i_0\right)$$
$$w_0 = o$$

Im Gegensatz zu 7 d) und e) gilt für 8 a) und b)

$$\sin\alpha = \frac{b}{a\cos\Theta} \quad \text{und nicht} \quad \sin\alpha = \frac{b}{a}$$

Ist in einem beliebigen Punkt der Schallbahn mit der Höhe z der Inzidenzwinkel i_z gesucht, so bestimmt man nach 7 a) zunächst den zugehörigen Wert $z_{m\Theta}$ für i_0. Darauf folgt

8c) $$z_{m\Theta} - z = \frac{v_z}{a\cos\Theta - b}\left(\frac{1}{\sin i_z} - 1\right)$$ woraus i_z bestimmt werden kann.

Die Entfernung der Orthogonalprojektion dieses Punktes auf der XY-Ebene vom Ursprung wird gefunden, indem nach 8 a) oder 8 b) $\Xi_{m\Theta}$ für i_z und i_0 ermittelt und hernach die Differenz der beiden Größen gebildet wird, falls der Punkt auf dem der Schallquelle angehörenden Ast der Kurve liegt.

γ) Fortpflanzung des Schalles in einer Inversion mit Konstanz der Windgeschwindigkeit.

Um den Einfluß eines Windes mit konstanter Geschwindigkeit ($a = 0$) auf die Schallstrahlen zu ermitteln, gehe man von den Beziehungen

$w = w_0$ und
$v = v_0 + bz$ aus, worin b wiederum eine sehr kleine positive Konstante bedeutet.

Durch Integration und nachheriges Einsetzen von $z = 0$ erhält man aus 1 a)

9a) $$x = 2\frac{w_0}{b}\log\operatorname{ctg}\frac{i_0}{2} + 2\cos\Theta\frac{v_0}{b}\operatorname{ctg} i_0$$

Analog liefert 1b)

9b) $$y = 2\sin\Theta\frac{v_0}{b}\operatorname{ctg} i_0 \quad \text{somit}$$

9c) $$\left(x - 2\frac{w_0}{b}\log\operatorname{ctg}\frac{i_0}{2}\right)^2 + y^2 = \left(2\frac{v_0}{b}\operatorname{ctg} i_0\right)^2$$

d. h. der Ort aller 2. Spurpunkte der Strahlen mit gleichem Inzidenzwinkel ist ein Kreis in der XY-Ebene, dessen Radius $2\frac{v_0}{b}\operatorname{ctg} i_0$ beträgt und dessen Zentrum auf der X-Achse $2\frac{w_0}{b}\log\operatorname{ctg}\frac{i_0}{2}$ leewärts des Ursprungs liegt.

δ) Fortpflanzung des Schalles in einer Inversion mit einem positiven Windgradienten.

Die Formeln 4 a)—h), 7 a)—e) und 8 a)—c) haben volle Gültigkeit, nur ist $-b$ statt b zu setzen, was auch auf den angewendeten Hülfswinkel zu übertragen ist.

bb) Fortpflanzung des Schalles in der Luvseite der Schallquelle.

Bis jetzt haben wir angenommen, daß der Wind in der Richtung der $+X$-Achse weht; demgemäß waren w, w_0 und $a+$. Pflanzt sich der Wind gegen den Schall fort, wie es auf der Luvseite der Fall ist, so sind in den diesbezüglichen Formeln diese drei Größen — zu setzen.

B. Konstruktionen.

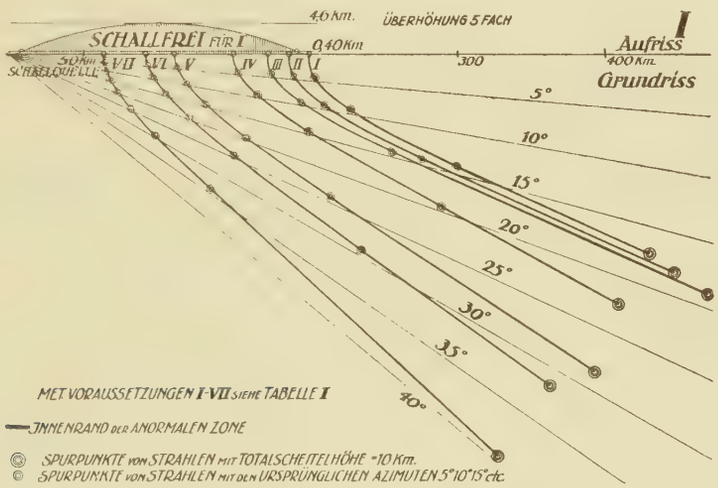
Es werden jetzt die Einflüsse von 9 verschiedenen Fällen atmosphärischer Zustände auf die anormale Schallfortpflanzung untersucht. In den beiden ersten werden solche meteorologische Faktoren berücksichtigt, die für die Luftströmungstheorie von besonderer Bedeutung sind. Dann wird im 3. Fall gezeigt, in welchem Maße die Temperaturzustände allein die anormale Schalleitung verursachen können. Auch im 4. Fall, in welchem der Einfluß des Windgradienten auf Inversionen untersucht wird, steht der Temperaturzustand der Atmosphäre im Vordergrund des Interesses. Darauf folgen die mehr exzeptionellen Fälle 5 bis 9.

In sämtlichen Fällen, mit Ausnahme des letzten, werden nur Luftschichten bis 10 km Höhe in Betracht gezogen, weil bis in diese Höhe die Atmosphäre gut bekannt ist. Falls noch höhere Luftschichten berücksichtigt würden, müßte mit unbestimmten Schlußfolgerungen gerechnet werden. Es soll damit nicht gesagt sein, daß die Atmosphäre über 10 km Höhe nicht mehr für die Schallfortpflanzung in Frage komme.

Die Diffraktion des Schalles sollte wegen ihrer enormen Wichtigkeit für das vorliegende Problem in jedem einzelnen Falle berücksichtigt werden; um aber teilweise Wiederholungen zu vermeiden, wird sie einzig beim 3. Fall diskutiert, weil sie dort besonders drastisch zur Geltung kommt.

Die Berechnung der Schallbahnen für ruhige Luft wurde immer nach den Formeln 4 a)—h) durchgeführt. Für windbewegte Luft wurden die Konstruktionen I und II nach 7 a)—e) und IV bis VIII nach den approximativen Ausdrücken 8 a)—c) ermittelt.

1. Entstehung der anormalen Schallzone. Kleine Variation der Höhe, in welcher die kontinuierliche Brechung durch die Luftströmung beginnt, ferner leichte Änderung des Temperatur- und des Windgradienten. Einfluß dieser kleinen Variationen auf die Form und die Entfernung des Innenrandes der anormalen Zone von der Schallquelle.



Konstruktion I.

Beim Beginn der Berechnungen handelte es sich zuerst darum, die Temperatur- und Windgradienten, auch die Höhe der Atmosphäre, in welcher der Einfluß des Windgradienten beginnt, so zu kombinieren, damit überhaupt anormale Schallzonen entstanden und ihre innern Ränder in geeigneter Distanz vom Schallherd vorkamen. Ist nämlich nur ein Wind vorhanden, und wirkt dessen Windgradient bereits vom Niveau der Schallquelle (Erdboden) an stärker auf die Schallbahn als der (positive) Temperaturgradient, so entsteht überhaupt keine Zone des Schweigens. Es hat sich beispielsweise gezeigt, daß ein Windgradient von 0,40 m/sec. pro 100 m, der in 300 m Höhe über dem Schallherd einsetzt, den häufig vorkommenden Temperaturgradienten von 0,60° pro 100 m in Bezug auf die Schalleitung so beeinflußt, daß der Innenrand der sekundären Zone auf der X-Achse (Richtung, wohin der Wind weht) 173,0 km von der Schallquelle entfernt entsteht.

Wir wollen jetzt die Verschiebung der Grenze zwischen der Zone des Schweigens und dem Gebiet der anormalen Hörbarkeit untersuchen, wenn sich folgende Faktoren wenig ändern:

1. die Höhe der Atmosphäre, in welcher der Einfluß des Windgradienten beginnt (Annahmen I, II und III);
2. der Temperaturgradient (I, IV und V);
3. der Windgradient (I, VI und VII).

Für sämtliche sieben untersuchten Einzelfälle wird gemeinsam vorausgesetzt, daß sich die Schallquelle auf einer horizontalen Ebene (Erdboden) befinde, die dortige Lufttemperatur 0° C. betrage und die Geschwindigkeit des Windes in seinem tiefsten Niveau gleich Null sei. Nur die Strahlen sind berücksichtigt, die von der Schallquelle horizontal ausgehen, weil diese die innere Grenze der anormalen Zone bilden, wie aus dem in der Konstruktion I eingezeichneten Strahlenverlauf ersichtlich ist. Die Strahlen mit kleinern Inzidenzwinkeln haben ihren 2. Spurpunkt in der anormalen Zone drin.

Es ist interessant, an Hand von Konstruktion I und Tabelle I einen Einblick in den Wechsel der Ausdehnung des schallerfüllten Gebietes als Folge dieser Variationen zu erhalten. Da die Grenzkurven symmetrisch sind in Bezug auf die X-Achse, so wird in der Konstruktion, in der Tabelle und auch in der Diskussion nur die eine Hälfte berücksichtigt.

Tabelle I.

Einfluß einer kleinen Variation der Höhe, in welcher der Windgradient beginnt, ferner des Temperatur- und des Windgradienten auf die Totalweite, Totalscheitelhöhe und auf das Azimut für die Totalscheitelhöhe = 10 km.

Annahme	Temperaturabnahme pro 100 m in o C. $= 100\,\Delta t$	Windgeschw.-zunahme pro 100 m in m/sec. $= 100\,\Delta w$	Beginn des Windgradienten von ....m Höhe an	Windgeschw.-in 10 km Höhe m/sec.	Totalscheitelhöhe in km nach Azimuten (Θ)										Azimut für Totalscheitelhöhe = 10 km	Totalweite für $\Theta = 0^0$ km
					0°	5°	10°	15°	20°	25°	30°	35°	40°	45°		
I	0,60	0,40	400	38,4	4,6	4,8	5,5	7,4	14,4	n					17° 51′	201,0
II	0,60	0,40	350	38,6	4,1	4,2	4,8	6,5	12,6	n					18° 43′	187,4
III	0,60	0,40	300	38,8	3,5	3,6	4,1	5,6	10,8	n					19° 35′,5	173,0
IV	0,58	0,40	400	38,4	3,4	3,5	3,9	4,7	6,7	15,7	n				23° 3′	150,0
V	0,55	0,40	400	38,4	2,5	2,5	2,7	3,0	4,1	5,5	12,2	n			29° 14′	110,4
VI	0,60	0,45	400	43,2	2,1	2,2	2,3	2,5	2,9	3,9	6,5	47,2	n		32° 12′	91,4
VII	0,60	0,50	400	48,0	1,5	1,5	1,6	1,6	1,8	2,1	2,6	3,7	8,7	n	40° 24′	63,6

Temperatur t_0 im Niveau der Schallquelle (Erdoberfläche) = 0°
Anfangsgeschwindigkeit w_0 des Windes = 0 m/sec.
n = Scheitelhöhe negativ.

Betrachten wir zunächst den Einfluß eines Herabsetzens der Grenze, in welcher die Windzunahme beginnt. Auf diese Art sind die Kurven I–III der Konstruktion I entstanden, d. h. die Höhe, in welcher der Windgradient einsetzt, ist von 400 auf 350 bis 300 m erniedrigt worden. Als Folge dieser Höhenreduktion wird der Innenrand der Außenzone, auf der X-Achse gemessen, um 13,6 resp. um 28,0 km gegen die Schallquelle verschoben. Ein Tieferlegen der Windschicht entspricht nämlich einer Vergrößerung des Inzidenzwinkels an der Grenzfläche zwischen der windstillen und der windbewegten Atmosphärenschicht. Darum wird dann nicht nur die Distanz zwischen der Grenzkurve und der Schallquelle kleiner, sondern auch die Totalscheitelhöhe nimmt ab. Die schwache Änderung der Höhe, in welcher der Windgradient beginnt, kann als eine Funktion der Zeit aufgefaßt werden. Die anormale Zone ist in diesem Falle zeitlich nicht stabil begrenzt, sondern ihre Abgrenzung gegen die Schallquelle hin vibriert innerhalb der Grenzkurven I—III. Eine solche Änderung kann in kurzer Zeit vorkommen und dementsprechend auch eine Verschiebung der Grenze.

Wir kommen jetzt zur Besprechung des Einflusses einer kleinen Abnahme des Temperaturgradienten auf die Lage der Grenzkurve. Es handelt sich um die Begrenzungen I, IV und V. In Annäherung an die mittleren Tatsachen setzen wir die Temperaturabnahme pro 100 m auf rund 0,60° fest. Ein kleinerer Temperaturgradient bedingt eine flachere Schallbahn und damit einen größeren Inzidenzwinkel an der Trennungsschicht in 400 m Höhe; somit wird eine geringere Totalscheitelhöhe, aber auch eine kürzere Totalweite erreicht. Die geringe Änderung dieses Gradienten auf 0,58° resp. 0,55° verursacht eine Verschiebung des Innenrandes der anormalen Zone um 51,0 resp. 90,6 km längs der X-Achse. Das Schallbild reagiert also sehr stark auf kleine Änderungen in der Temperatur. Man kann sich also nicht verwundern, wenn man sechs Stunden lang den Schall hört und dann nicht mehr.

Es ist nötig, daß man sich über die Bedeutung solcher Mittelwerte für den Temperaturgradienten, wie sie angewendet worden sind, Rechenschaft gibt. In einem bestimmten Vorkommnisse sind nicht etwa Mittelwerte, sondern die

tatsächlichen — so weit als möglich festsetzbaren —, zu jener Zeit vorhandenen einzelnen Temperaturabstufungen mit Bezug auf ihre Höhenlagen zu berücksichtigen. Folgendes einfache Beispiel gibt nämlich darüber Aufschluß, wie Mittelwerte für die Temperaturzustände der Atmosphäre zu falschen Ergebnissen über die Schallfortpflanzung führen. Die in den Annahmen I, III und V gewählten Temperaturgradienten ergeben eine Temperatur von $-60°$, $-58°$ und $-55°$ in 10 km Höhe, da für die Erdoberfläche $0°$ vorausgesetzt wurde. Den Gradienten von $0{,}58°$ könnte man nun als Mittelwert annehmen für unsere 10 km hohe Luftschicht, wenn letztere zwar im ganzen einen Gradienten von $0{,}60°$ hätte, aber ihr eine Isothermie von 333,3 m Mächtigkeit eingelagert wäre, was also einer Temperatur von $-58°$ in 10 km Höhe entspricht. Diese Isothermie hätte dann bewirkt, daß die, für den konstanten Gradienten $0{,}60°$ gefundene Totalweite von 201,0 km auf 150,0 km reduziert worden wäre. Zu ganz anderen Resultaten gelangt man aber, wenn diese isotherme Schicht effektiv bei der Berechnung berücksichtigt und zudem, was unerläßlich ist, in bestimmter Höhe angenommen wird. Ist z. B. die Isothermie direkt dem Erdboden aufgelagert, so kommt nach der Berechnung überhaupt keine Zone des Schweigens zur Ausbildung wegen der geradlinigen Schallfortpflanzung in der isothermen Schicht; befindet sich aber das untere Niveau dieser Schicht in 400 m Höhe, so beträgt die Entfernung des äußeren Randes der Schweigenszone auf der X-Achse 81,6 km vom Schallherd. Man wird also bei der Berechnung empirischer Fälle wenn irgendwie möglich die Benützung von Mittelwerten für den Temperaturgradienten vermeiden.

Wir gehen jetzt zur Besprechung des Einflusses einer kleinen Schwankung des Windgradienten über. Die gewählten graduellen Zunahmen der Windgeschwindigkeit pro 100 m Erhebung um 0,40, 0,45 und 0,50 m sec. (Annahmen I, VI und VII) stehen mit den meteorologischen Beobachtungen in Einklang, unter dem Vorbehalt, daß die Gleichung $w = w_0 + a z$ den Tatsachen nur approximativ entspricht. Die resultierenden Windgeschwindigkeiten betragen in 10 km Höhe 38,4 bis 48 m/sec. Die erstere Geschwindigkeit ist noch ein ab und zu vorkommender Wert. Letztere hingegen entspricht bereits einem Ausnahmszustand. Immerhin ist eine Mitteilung von Hann[7]) zu erwähnen, daß man aus den Wolkenmessungen oberhalb der Höhe von 7 km Windgeschwindigkeiten von 70 bis 100 m/sec. gefunden hat.

Der Einfluß des selbst gering variierenden Windgradienten auf die Verschiebung der Grenzkurve gegen die Schallquelle hin ist auffallend groß. Einzig ein geringes Anwachsen des Windgradienten von 0,40 auf 0,45 resp. 0,50 m/sec. pro 100 m bei sonst gleichbleibenden meteorologischen Zuständen hat zur Folge, daß der innere Rand der anormalen Zone auf der X-Achse statt 201,0 nur 91,4 resp. 63,6 km von der Schallquelle entfernt gebildet wird. Diese Reduktion wird durch Überlegung des Einflusses, den der Ausdruck $a \cos \Theta - b$ der Formel 7 a) auf die Schallbahn ausübt, verständlich.

Wenn $a \cos \Theta = b$ ist, d. h. wenn die Aufwärtskrümmung durch den Temperaturgradienten aufgehoben wird durch die Abwärtskrümmung infolge des Windgradienten, werden die Schallstrahlen zu Geraden. Um den Zusammenhang zwischen den Temperatur- und den Windgradienten weiter zu verfolgen, müssen wir die hergeleiteten Formeln 9 a)—c) benützen. Aus diesen Ausdrücken geht hervor, daß ein Schallstrahl, der z. B. infolge Zunahme der Temperatur mit der Höhe Tendenz hat, zur Erde zurückzugelangen, daran durch einen Wind, der keinen Windgradienten hat, nicht verhindert wird; der Einfluß dieses Windes beschränkt sich lediglich darauf, den Schallstrahl mitzutragen.[8]) Einen ähnlichen Einfluß (verbunden allerdings mit Abschwächung des akustischen Brechungsvermögens der Temperaturänderung) üben Luftströmungen aus, deren Windgradient den Temperaturgradienten in Bezug auf die Schallfortpflanzung nicht zu kompensieren vermag ($a \cos \Theta < b$).

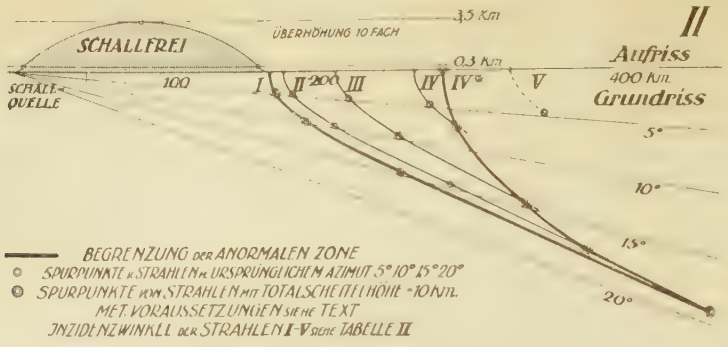
Um die Einflüsse der oben erwähnten drei Faktoren (Höhe, in welcher der Windgradient beginnt, Temperatur- und Windgradient) auf die azimutale Ausdehnung und damit auf die Form des schallerfüllten anormalen Gebietes auch miteinander vergleichen zu können, wollen wir mit der früher angegebenen Begründung annehmen, daß die Totalscheitelhöhe 10 km nicht überschreite. Wie die Tabelle I zeigt, hat das Tieferlegen der untern Grenze der Windschicht von 400 auf 300 m (Annahmen I und III) eine Zunahme des Azimutes um $1° 44',5$ zur Folge. Eine Verkleinerung des Temperaturgradienten von $0{,}60°$ pro 100 m um $0{,}05°$ (Annahmen I und V) vergrößert das Azimut um $11° 23'$. Der gering variierende Windgradient von 0,40 zu 0,50 m/sec. pro 100 m endlich (Annahmen I und VII) erweitert es um $22° 33'$. Im Vergleich zu der Größe des Zentriwinkels empirischer anormaler Schallfiguren sind diese Beträge für die Vergrößerung, wie für die Totalwerte des Azimutes in Tabelle I überhaupt, als sehr kleine zu bezeichnen. Das Gemeinsame sämtlicher sieben Grenzkurven liegt darum, abgesehen von der Form, die eine ausgesprägte Achse, die Windrichtung, aufweist, ganz besonders in der geringen seitlichen Ausdehnung. — Die Azimute der Asymptoten für die Kurven ergeben sich aus

$$a \cos \Theta - b = 0.$$

[7]) l. c., III. Aufl., pag. 394.

[8]) Einzig für einen Wind ohne Windgradienten trifft also die Ansicht v. d. Bornes zu, „daß die Bedingungen, unter denen eine Rückkehr nach oben gerichteter Strahlen (in windbewegter Luft) zur Erde stattfindet, dieselben bleiben wie bei Windstille." (Phys. Z. 1910, pag. 487.)

2. Einfluß des Windgradienten auf die Größe und die Intensitätsverteilung des anormalen Gebietes.



Konstruktion II.

Während wir uns im letzten Abschnitt vorwiegend mit der Form des Innenrandes der anormalen Zone beschäftigten und der Entfernung dieser Kurve von der Schallquelle, tritt jetzt die Größe und Intensitätsverteilung des anormalen Gebietes in den Vordergrund des Interesses. Konstruktion II repräsentiert einen Ausbau der Annahme III der Konstruktion I. In der vorliegenden Darstellung haben darum die früheren allgemeinen Voraussetzungen volle Gültigkeit mit folgender Ausnahme. Bisher wurden nur die Strahlen verfolgt, die von der Schallquelle horizontal ausgehen, dann infolge der Temperatur- und Windgradienten die Zone des Schweigens überbrücken und ihre 2. Spurpunkte auf dem Innenrand der anormalen Zone haben. Um aber das Schallgebiet vollständig abzugrenzen, sind noch die Strahlen, welche die Maximalentfernung zurücklegen, zu berücksichtigen. Mit Bezug auf die frühere Begründung nehmen wir dafür diejenigen an, welche das Windniveau in 10 km Höhe tangieren. Der Strahl z. B., der sich in der XZ-Ebene fortpflanzt, und 10 km Totalscheitelhöhe erreicht, hat in der Schallquelle, wie Tabelle II angibt, einen Inzidenzwinkel von 83° 21′.

Tabelle II.

	i_0 = Inzidenzwink. im Ursprung. (Schallquelle)	Totalscheitelhöhe in km für Azimut						Azimut für Totalscheitelhöhe: 10 km	Totalweite für $\Theta = 0^0$ km
		0°	5°	10°	15°	20°	25°		
I.	90° —	3,5	3,6	4,1	5,6	10,8	n	19° 35,′5	173,0
II.	88° —	4,1	4,2	4,9	6,5	12,8	n	18° 41′	182,5
III.	86° —	5,8	6,1	7,0	9,4	18,6	n	15° 38′	217,5
IV.	84° —	8,8	9,2	10,6	14,3	28,4	n	8° 25′	270,0
IV.*	83° 21′	10,0	10,4	12,0	16,3	32,4	n	0°	289,5
V.	82° —	13,0	13,5	15,6	21,2	42,2	n	—	334,5

n = Scheitelhöhe negativ.

Die ganze Form des äußeren Schallgebietes entspricht vollständig den Schlüssen, die a priori aus 7 a) gezogen werden können: Auf der + X-Achse ist die äußere Begrenzung der anormalen Zone 289,5 km von der Schallquelle entfernt. Die sich der Asymptote anschmiegende, scharf auslaufende Spitze hat freilich nur theoretisches Interesse. Eine Verzerrung der Schallwellen wird hier in einem solchen Grad eintreten, daß der Schall nicht mehr wahrgenommen werden kann.

Im weitern ermöglicht die Konstruktion eine Beurteilung der Intensitätsverteilung. Man stelle sich zu diesem Zwecke vor, daß die Kugel mit dem Radius 1, die ihr Zentrum in der Schallquelle hat, von Vertikalkreisen in Kugelzweiecke zerlegt werde mit einer Winkelöffnung von je 5°, also mit den Azimuten von 0—5°, 5—10° und 10—15°. Man denke sich ferner auf einem Vertikalkreis von der Horizontalebene aus je 2° aufwärts abgetragen und durch die Teilpunkte Horizontalkreise gelegt. Letztere können somit als Schnittkurve der Einheitskugel und der Inzidenzwinkel von 88°, 86°, 84° und 82° aufgefaßt werden. Da, wie die Tabelle II zeigt, von der Horizontalebene aus nach oben nur vier Zonen von je 2° Winkelöffnung in Frage kommen, so darf man annehmen, daß die sphärischen Trapeze auf der Einheitskugel trotz der Konvergenz der Vertikalkreise von gleichviel Strahlen passiert werden. Diese sphärischen Trapeze

sind auf die anormale Zone projiziert. Approximative Flächenberechnung der Teilstücke des anormalen Gebietes in Konstruktion II und Festsetzung, daß die kleinste Fläche 100,0 Schallstrahlen in sich vereinige, liefert für die Intensität folgende Verhältniszahlen:

	$0^0 - 5^0$	$5^0 - 10^0$	$10^0 - 15^0$
$90^0 - 88^0$	100,0	75,0	50,0
$88^0 - 86^0$	33,3	25,0	16,7
$86^0 - 84^0$	16,7	12,5	8,3
$84^0 - 82^0$	10,0	7,5	5,0

Die Intensität ist nach dieser Zusammenstellung am Innenrand der Außenzone am größten, ist aber bereits im Azimut 10^0—15^0 nur noch halb so groß wie in demjenigen von 0^0—5^0. Besonders auffallend ist die rapide Abnahme der Strahlendichte mit der Abnahme des Inzidenzwinkels. Effektiv entfallen auf diejenigen Flächenstücke, die von kleineren Inzidenzwinkeln begrenzt sind, noch weniger Strahlen, als angenommen wurde, da auf der Einheitskugel die entsprechenden sphärischen Trapeze bei abnehmendem Inzidenzwinkel aus den erwähnten geometrischen Gründen kleiner werden. Dies entspricht einer weiteren Abnahme der Intensität vom Innenrand des anormalen Gebietes nach außen. Auch rein physikalische Gründe tragen noch zur Erhöhung der Intensität an der innern Begrenzung der Außenzone bei. Maßgebend ist, daß in unserm Beispiel die Scheitelhöhe der Schallbahn umso größer ist, je weiter die beiden Spurpunkte auseinander sind. Da nach W. Schmid der Energiegehalt entsprechender Wellenzüge der Dichte der Luft proportional angenommen werden kann, und die Dichte ihrerseits dem Luftdruck direkt und der absoluten Temperatur indirekt proportional ist, so folgt, daß die Strahlen mit größerer Scheitelhöhe, also auch mit größerer Totalweite einen viel größeren Energieverlust erleiden, als die tiefer verlaufenden. Die Abnahme des Inzidenzwinkels hat also nicht nur eine rapide Abnahme der Strahlendichte zur Folge, sondern auch eine enorme Verminderung des Energiegehaltes. Wenn auch E. Schrödinger eine so große, aus dem Dichteverhältnis berechnete Schwächung der Schallenergie nicht für möglich hält, so hat doch, wie er selbst betont, die kontinuierliche Refraktion notwendigerweise eine geringe Schwächung zur Folge, wozu noch — als Hauptfaktor nach diesem Autor — die Dämpfung des Schalles durch Wärmeleitung und innere Reibung kommt. Die Anhänger der Luftströmungstheorie könnten somit ebenso gut diese Intensitätsverteilung als Beleg für ihre Hypothese anführen, wie es v. d. Borne und weitere Vertreter der Wasserstoffhypothese getan haben. Es muß aber bei dieser Gelegenheit betont werden, daß nach Beobachtungen und Zusammenstellungen von Dörr am Innenrand der Außenzone nicht Schweigen und größte Intensität unmittelbar aufeinander folgen; erst in einer mittleren Entfernung des anormalen Gebietes tritt die maximale Schallstärke auf. Dieses Resultat von Dörr stimmt mit unserem Beispiel gut überein, wenn man bedenkt, daß nur ein Teil der von der Schallquelle horizontal ausgehenden Strahlen konkav nach oben abgebogen wird und in das sekundäre Schallgebiet gelangt, während der andere Teil dieser Strahlen an Terrainformen, Häusern, Wäldern etc. einen Energieverlust erleidet und in der Richtung abgelenkt wird.

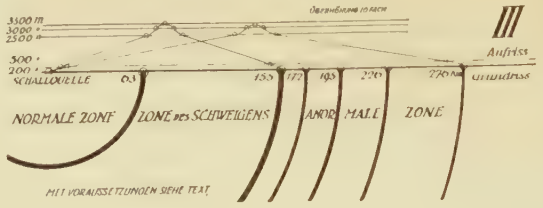
Die vollkommene Symmetrie in den Konstruktionen I und II wird tatsächlich nie eintreten. Sie ist hier eine Folge der einfachen Annahme über die Luftströmungen und wird in Wirklichkeit etwas ausgelöscht, wie bei festgestellten Schallfiguren ersichtlich ist. Als Beispiel der mehr oder weniger symmetrischen Ausbildung des Schallgebietes zu beiden Seiten einer Geraden erachte ich die von A. de Quervain untersuchte „Schallausbreitung des Kanonendonners vom 25. Dezember 1915“. Wenn bei solch axialen Schallfiguren die Windverhältnisse die Hauptrolle spielen, so muß man nach dem, was man auf Grund meteorologischer Messungen weiß, erwarten, daß auch eine deutliche Periodizität in der Hörbarkeit des K. eintreten muß, und in der Tat ist es der Fall. Sorgfältige und präzise Messungen der Geschwindigkeit des Wolkenzuges in verschiedenen Höhen haben nämlich als Aufschluß über die Windgeschwindigkeit in der freien Atmosphäre längst gezeigt, daß eine jährliche Periodizität vorhanden ist. Nach den Messungen am Blue Hill beträgt z. B. der Windgradient pro 100 m im Sommer durchschnittlich 0,27, im Winter 0,65 m/sec.[9]) Ähnliches gilt für Europa, wo die Cirrusverhältnisse dieselben sind.

3. Entstehung der Schallgebiete infolge Beeinflussung der Schallbahnen durch die Temperaturzustände allein. Inversionen. Intensitätsverteilung. Berücksichtigung der Diffraktion. Vergleich der bisher betrachteten drei Fälle.

Wir wollen jetzt untersuchen, ob und in welchem Maße die vorkommenden Inversionen (Temperaturumkehrungen mit der Höhe) und Isothermien zur Erklärung der anormalen Fortpflanzung des Schalles in Betracht kommen.

[9]) Hann, l. c., pag. 394.

Die aerologischen Forschungen haben für unsere Verhältnisse ergeben, daß verschiedene kleinere Inversionen bis 3—4000 m vorkommen und sehr viel höher die obere Inversion, welche Tropo- und Stratosphäre trennt.



Konstruktion III.

Zunächst beschäftigen wir uns mit der Frage, ob entweder die unteren Inversionen, oder die obere in erster Linie wirksam seien für die allmählich erdwärts erfolgende Brechung. Im ersten Moment liegt der Gedanke nahe, die untern Temperaturumkehrungen würden zur Vergrößerung der primären Zone beitragen — speziell in solchen Fällen, wenn sie sich bis 100 km von der Schallquelle aus gerechnet ausdehnt , während der oberen Inversion die Entstehung des sekundären Schallgebietes zuzuschreiben wäre. Die Schwankung der oberen Inversion um 1—2 km während Sommer und Winter könnte dann zur Erklärung der Periodizität der anormalen Hörbarkeit des K. verwendet werden. Leider trifft diese Vermutung nicht zu. Es ist früher erwähnt worden (Seite 6), daß die Schallstrahlen im günstigsten Fall nur dann zur Erde zurückkehren können, wenn die Temperaturzunahme gleich der -abnahme ist in der vom Schallstrahl zurückgelegten Atmosphäre. Wenn man bedenkt, daß die Temperaturabnahme den großen Betrag von 50°—60° bis zur Grenze Tropo-Stratosphäre erreicht, so muß als ausgeschlossen erachtet werden, daß die rund in 10 km Höhe einsetzende Temperaturumkehr, die nur einen sehr kleinen Bruchteil der bis in diese Höhe erfolgten Temperaturabnahme für die Schallfortpflanzung zu kompensieren vermag, sogar imstande wäre, die Strahlen zur Oberfläche zurückwenden zu können. Die Verlagerung der obern Inversion im Winter in 1—2 km tiefere Schichten bewirkt bei weitem noch nicht, daß die Temperaturzunahme, mit Einschluß aller untern Inversionen, größer als die -abnahme wäre. Die letztere ist so groß, daß das Zurückkehren der Strahlen auch durch Beugung für unmöglich erachtet werden muß. Es kommen somit nur die unteren Inversionen in Frage. Das Ergebnis dieser Überlegungen steht damit im Gegensatz zu demjenigen von Brand,[10]) der bemerkt, daß es sich nur um die obere Inversion handeln könne, wenn überhaupt Temperaturumkehr in Betracht komme.

Wir untersuchen jetzt die untern Inversionen. Als ein der Wirksamkeit der untern Inversionen möglichst günstig gewähltes Beispiel,[11]) das sich meteorologisch noch rechtfertigen läßt, mögen folgende Annahmen getroffen werden:

Höhe m	Temperatur °C	Temperaturgradient 100 Δ t in °C.
200	0°	
		— 0,033°
500	+ 0,10°	
		0°
2500	+ 0,10°	
		+ 0,50°
3000	— 2,40°	
		— 1,0°
3300	+ 0,60°	

[10]) l. c., pag. 45.

[11]) Es sei besonders betont, daß solche Verhältnisse nur ganz ausnahmsweise dem Zustand der untern Atmosphäre entsprechen. Die Temperaturzunahme von 0,10° in der Schicht 200—500 m ist für winterliche Jahreszeit sehr gut verbürgt, wenn auch Bodeninversionen häufig stärker sind; hingegen die Temperaturkonstanz von 500—2500 m ist als vereinzelte Erscheinung aufzufassen. Solche Isothermien pflegen gewöhnlich in dünnern Schichten vorzukommen, aber von A. de Quervain ist bei einem schweizerischen bemannten Ballonaufstieg eine so mächtige isotherme Schicht schon konstatiert worden, wie dieses Beispiel angibt. (Phys. Zeitschr. 1911, XII, pag. 596.)

Daß ein normaler Temperaturgradient von 0,50° pro 100 m, der in 2500 m Höhe beginnt, in der Schicht von 3000—3300 m durch eine Inversion von 1° pro 100 m unterbrochen wird, steht mit Beobachtungen in gutem Einklang.

Diese Gesamtannahme, die als Ganzes zwar einem seltenen Zustand der Atmosphäre entspricht, ist also immerhin zulässig. Sie ist für uns von ganz besonderem Interesse, weil in diesem Fall tatsächlich ebenfalls ein normales und ein anormales Schallgebiet entstehen. Letzteres kann dann mit demjenigen von Konstruktion II, dem durch Windgradienten erhaltenen Schallgebiet, verglichen werden.

Auf einen wichtigen Unterschied zwischen den tatsächlich vorkommenden Temperaturzuständen und unserer Annahme muß noch hingewiesen werden. In diesem Beispiel ist in 3300 m Höhe die Temperatur um 0,60° höher als diejenige auf dem Erdboden. Wie aber

Die Schallquelle befindet sich auf der Ebene, 200 m ü. M. Von 3300 m an nimmt die Temperatur normal ab mit einem Gradienten von + 0,60° pro 100 m.

Aus den Berechnungen ergibt sich folgendes Bild. Zunächst entsteht eine normale Zone, deren theoretische Grenzkurve durch die Strahlen gebildet wird, die vom Erregerzentrum mit einem Inzidenzwinkel von 88° 54′ ausgehen, in der Höhe von 500 m kulminieren und in 63,0 km Entfernung vom Ausgangspunkt zur Erde zurückgelangen. Besprechen wir jetzt die anormale Zone. Sämtliche Strahlen, deren Inzidenzwinkel innerhalb der Grenzwerte 88° 54′ und 87° 19′ liegen, passieren die Isothermie als Gerade, werden dann zwischen 2500—3000 m Höhe konkav nach oben abgebogen, während sie in der Umkehrungsschicht (3000—3300 m) eine Rückbiegung zur Erde erfahren. Je kleiner der Inzidenzwinkel ist, desto intensiver macht sich das Rückbiegen geltend, und desto näher bei der Schallquelle gelangt der Strahl wiederum zur Erde. Die Schallwellen tauchen umso weniger tief in die Umkehrungsschicht ein, je weiter ihr Weg ist. Die größte Scheitelhöhe erreicht der Strahl mit dem Inzidenzwinkel 87° 19′; er tangiert die Diskontinuitätsfläche in 3300 m Höhe und bildet, 155,0 km von der Schallquelle entfernt, den Innenrand der anormalen Zone. Aus der Konstruktion III geht deutlich hervor, daß die Zone des Schweigens in relativ geringer Höhe „überbrückt" wird. Es bietet sich später wiederholt Gelegenheit, auf diese Feststellung zurückzukommen. Der Zusammenhang zwischen dem Inzidenzwinkel und der Entfernung der zum Boden zurückgelangten Strahlen vom Ursprung (Schallquelle), ist aus folgender Zusammenstellung ersichtlich.

	Inzidenzwinkel	Entfernung des 2. Spurpunktes des Strahls vom Schallzentrum in km	Intensität Einheit vide Text
I. Normale Zone	90°	0 (theoretisch)	
	88° 54′	63,0	
II. Anormale Zone	87° 19′	155,0	10,3
	87° 34′	172,0	6,8
	87° 49′	195,0	4,4
	88° 4′	226,0	2,3
	88° 19′	276,0	

Da die Fortpflanzungsverhältnisse in allen Azimuten dieselben sind, so repräsentieren die obigen Entfernungszahlen die Radien konzentrischer Kreise mit der Schallquelle als Zentrum.

Die Intensitätsverteilung ist nach der mit Konstruktion II gewählten Methode bestimmt worden. Die Werte, die hier vorliegen, beziehen sich auf die frühere Einheit, d. h. das von den Strahlen mit einem Inzidenzwinkel von 90°—88° und Azimutwerten von 0°—5° erfüllte horizontale Gebiet habe die Intensität 100,0. Wir wollen die beiden gefundenen Intensitätsverteilungen gegeneinander abwägen. Die jetzt erhaltenen geringen Werte für die Strahlendichte sind, wie zu erwarten war, auf die schwache Winkelöffnung zurückzuführen. Es ist somit nicht zu verkennen, daß eine Inversion weniger Schallenergie transportieren kann, als bei jenen Zuständen der Atmosphäre, bei welchen ein Windgradient in Frage kommt. Bei den letzteren Verhältnissen wird in Wirklichkeit ein Teil der Schallwellen verzerrt, ein erheblicher Bruchteil der Schallenergie gelangt aber zur Erde. Interessant ist, daß auch diesmal die Intensität am Innenrand der Außenzone am größten ist. Die früher besprochene Konvergenz der Vertikalkreise auf der Einheitskugel kann jetzt vernachlässigt werden, da die betreffenden Inzidenzwinkel nur zwischen 87° 19′ und 88° 54′ variieren. Es ist also aus diesem Grund nicht noch eine Modifikation der angegebenen Intensitätsverteilung zu erwarten. Auch die Dämpfung des Schalles durch Wärmeleitung und innere Reibung spielt in diesem Beispiel eine geringere Rolle. Die Scheitelhöhen der Schallbahnen für das sekundäre Gebiet liegen nämlich innerhalb 3000 und 3300 m. Da Wärmeleitung und innere Reibung von der fortschreitenden Verdünnung der Luft abhängen, so ist für all diese Strahlen — von der zurückgelegten Wegstrecke allerdings abgesehen — eine gleichmäßigere Dämpfung zu erwarten.

---

aus den aerologischen Forschungen hervorgeht, ist im allgemeinen — von den erdnahen Luftschichten abgesehen — die Temperaturabnahme größer als die -zunahme, trotz der untern Inversionen. Weil die Schallstrahlen nur dann zur Erde zurückgelangen, wenn die Temperaturzunahme gleich oder größer ist als die -abnahme (S. 6), ist man notwendigerweise zu der erwähnten Abweichung von den tatsächlichen Zuständen gezwungen, denn vorläufig operieren wir nur mit der geometrischen Schallfortpflanzung und sehen von der Diffraktion ab.

Berücksichtigung der Diffraktion.

Die Diffraktion wurde bisher nicht untersucht. Sie könnte am Schluß des Teils II, B erwähnt werden, da sie im Prinzip alle neun Fälle betrifft, aber es ist besonders wichtig, sie hier zu besprechen.

Bis jetzt wurden die Schallbahnen rundweg nach optischen Gesetzen bestimmt. Bei der Anwendung auf akustische Erscheinungen, mit denen wir uns hier befassen, ist die starke Beugung des Schalles mitzuberücksichtigen. Letztere ist um so größer, je größer die Wellenlänge ist. Starke Beugung ist an und für sich schon die Regel in der Akustik im Gegensatz zur Optik; bei den hier vorkommenden großen Wellenlängen tritt sie erst recht in ausgeprägtestem Maße auf. A. Mallock hat bei der Konstruktion der Schallbahnen von Nebelsignalen an den Küsten auch die Diffraktion in Rechnung gezogen. Er hat die Schalldiffraktion auf die nämliche Art behandelt wie diejenige von Lichtplanwellen, welche den Rand eines Schirmes passieren, betont aber, daß die Methode nur approximativ anwendbar ist. Das 1. Beugungsminimum ist in der, auf der X-Achse vom Ursprung aus gemessenen Distanz d und bei der Wellenlänge λ um $\sqrt{2}\,d\lambda$ in der Vertikalen vom geometrischen Strahl entfernt. Berechnet man im vorliegenden Fall die Diffraktion auf die von Mallock benützte Art, und gibt der Wellenlänge von Schallwellen in Luft den für dieses Medium wohl maximalen Wert von 20 m, so wird die Zone des Schweigens in diesem Falle vollständig „aufgehellt". Der Schall würde somit bei idealer Ausbildung der gewählten atmosphärischen Zustände auf der (ebenen) Erdoberfläche in einer Kreisfläche mit über 276 km Radius gehört. Der Einfluß der Beugung ist damit sehr drastisch veranschaulicht worden. Zudem ist noch zu erwähnen, daß man nur das 1. Beugungsminimum in Rechnung gezogen hat, und somit die verschiedenen Beugungsmaxima überhaupt vernachlässigt worden sind.

Wie soeben an Hand unseres Beispiels bewiesen worden ist, muß der Beugung ein hervorragender Einfluß bei der Entstehung der Schallfiguren eingeräumt werden. Wir haben darum noch zur Frage Stellung zu nehmen, warum denn in andern Fällen eine Zone des Schweigens trotz der nachgewiesenen starken Beugung überhaupt entstehen kann. Im vorliegenden Fall ist das Ausfallen der Zone des Schweigens bei Berücksichtigung der Beugung eine Folge der stark ausgebildeten, mit 2000 m Mächtigkeit angenommenen, Isothermie und der dadurch bedingten, nur 2,5° betragenden Temperaturabnahme. Da die letztere in den untern Schichten, wie früher betont wurde, meist größer ist, als hier angenommen wurde, so haben die Strahlen in diesen Fällen weniger die Tendenz, zur Erde zurückzugelangen, als in unserem Beispiel von Konstruktion III. Die größere Temperaturabnahme hat dann in diesen Fällen zur Folge, daß eine Zone des Schweigens trotz der starken Beugung entstehen muß.

Wir gelangen damit bei Anwendung der Beugung zu folgender Übersicht über die Entstehung der normalen, anormalen und Schweigenszone. Im normalen Hörbarkeitsgebiet pflanzt sich der Schall auf der Erdoberfläche nach dem Entfernungsquadratgesetz fort. Direkte und gebeugte Strahlen, die in die Höhe gelangen, werden infolge der Temperaturabnahme konkav nach oben abgebogen, wodurch auf der Erde eine Zone des Schweigens entsteht. Gelangen die Schallwellen z. B. in 3000 m Höhe in eine Inversion, so können die diffraktierten Strahlen zur Oberfläche zurückgewendet werden, und es kann sich eine anormale Schallzone ausbilden, was geometrisch nicht möglich ist. Die Zone des Schweigens dehnt sich bei Windstille mit Berücksichtigung der Beugung auf größere Entfernungen vom Schallherd aus, wenn die Temperaturabnahme der unteren Luftschichten größer ist; das anormale Schallgebiet hängt von der Ausprägung der untern Inversionen ab.

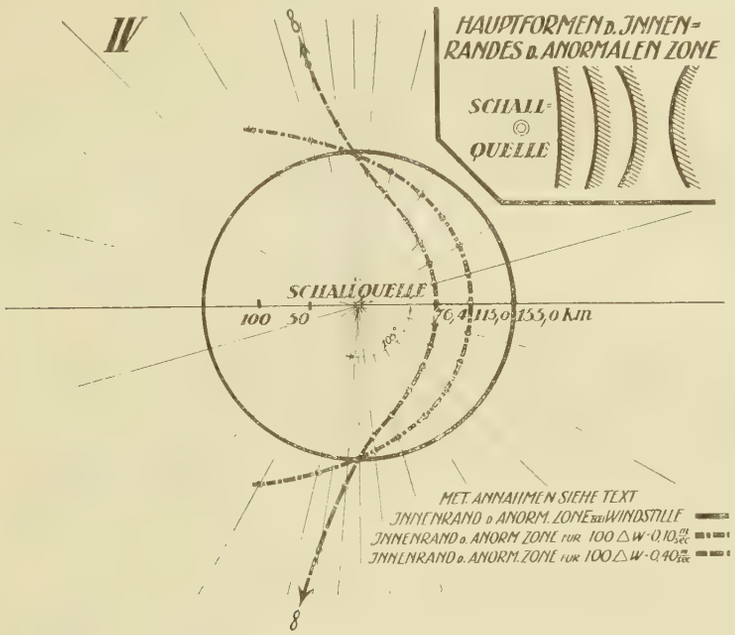
Vergleich des Einflusses des Windgradienten und der untern Inversionen auf die Entstehung der anormalen Schallzone bei Berücksichtigung der Diffraktionswirkung.

Ein Vergleich der bisher betrachteten drei Fälle (Konstruktionen I, II und III), in welchen der Einfluß des Windgradienten und der untern Inversionen auf die Schallbahnen im Vordergrund des Interesses stehen, läßt sich kurz zusammenfassen wie folgt: Ein „Schallbild", das mehr oder weniger deutlich axiale Symmetrie aufweist, läßt sich durch die Luftströmungstheorie in Verbindung mit den Temperaturzuständen erklären. Fehlt eine solche Symmetrie, ist namentlich der Innenrand der anormalen Zone kreisbogenartig, so kommen in erster Linie Inversionen für die Entstehung des anormalen Schallphänomens in Betracht. Nach der Erklärung durch Inversionen sollte das anormale Gebiet einen Kreisring bilden. Da bei empirischen Schallfiguren nur die Hälfte eines solchen Ringes oder weniger zur Ausbildung gelangt, ist anzunehmen, daß die Art der Ausprägung der Inversionen im allgemeinen und der Windeinflüsse im speziellen die Ausbildung in den beiden andern Quadranten verhindern. Wir werden damit zur Untersuchung über den Einfluß des Windgradienten auf die Inversionen geführt.

4. Einfluß des Windgradienten auf Inversionen.

Die untern Inversionen pflegen sich über weite Gebiete zu erstrecken; es ist schon vorgekommen, daß die nämlichen Schichten gleichzeitig vom aeronautischen Observatorium in Lindenberg bei Potsdam und von der meteorologischen

Zentralstation in München festgestellt worden sind. Es wäre somit nicht richtig, wenn man die zahlreichen Beobachtungen, daß der Zentriwinkel für den Innenrand der anormalen Zone nicht über 180° hinauszureichen pflegt, einzig mit der lokalen Ausbreitung der Inversionen erklären wollte. Die Interpretation für die beschränkte Größe des Zentriwinkels wird aber einfach, wenn man den Einfluß des Windgradienten auf die Inversionen berücksichtigt. Da das anormale Schallgebiet nur in einer bestimmten Richtung vorkommt, ist zum vornherein zu vermuten, daß außer der Temperatur noch ein Vektor, der Wind mit dem Windgradienten, auf den Verlauf der Schallstrahlen einwirkt. Wenn dieser Gradient nicht immer die Inversionen beeinflussen würde, so wäre es nicht so Regel, daß der Zentriwinkel nicht über 180° geht.



Konstruktion IV.

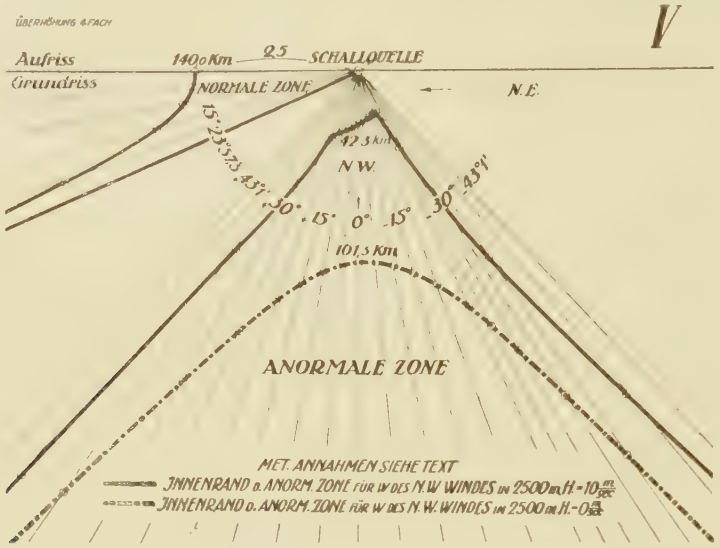
Um den Einfluß des Windgradienten auf Inversionen zu untersuchen, wollen wir die nämlichen meteorologischen Zustände wie im vorhergehenden Beispiel (Seite 18) annehmen und fügen nur die Bedingung bei, daß in der Inversion von 3000—3300 m Höhe ein nach oben an Geschwindigkeit zunehmender Wind mit der Anfangsgeschwindigkeit Null weht. Ob dieser Wind über das Niveau von 3300 m hinausreicht oder nicht, spielt für meine Untersuchung keine Rolle. Um den Einfluß dieser Luftströmung je nach der Stärke des Windgradienten drastisch zu veranschaulichen, ergänzen wir, daß das eine Mal ein Windgradient von 0,40, das andere Mal ein solcher von 0,10 m/sec. pro 100 m Höhendifferenz in Funktion trete. Qualitativ kann das Resultat a priori angegeben werden. In der Senkrechten zur Windrichtung verlaufen die Schallwellen wie im vorigen Beispiel, auf der Leeseite wird aber die Entfernung der anormalen Zone von der Schallquelle verkürzt, und endlich auf der Luvseite zerstört der Windgradient das sekundäre Schallgebiet, da auf dieser Seite die Schallstrahlen sich gegen den Wind fortpflanzen und somit konkav nach oben abgebogen werden. Wie Konstruktion IV zeigt, wird wegen des Windes mit dem Gradienten 0,40 m/sec. die Entfernung des äußern Schallgebietes in Lee auf 76,4 km vom Schallherd reduziert, was durch den andern Windgradienten von 0,10 m/sec. nur bis 115,0 km geschieht. Für diese Reduktion ist die Projektion der Schallfortpflanzung in der isothermen Schicht von 500 bis 2500 m Höhe auf die Horizontale ausschlaggebend. Der Abnahme der Distanz entspricht die Abnahme des Inzidenzwinkels.

Der kleinere Windgradient ist zu schwach, um auf der Luvseite den Einfluß der Inversion auf die Schallbahn aufzuheben und die Strahlen konkav nach oben abzubiegen. Das anormale Schallgebiet bleibt darum in diesem Fall — allerdings nur theoretisch — noch geschlossen. Der Windgradient von 0,40 m/sec. aber bewirkt, daß selbst nach der theoretischen Annahme die sekundäre Zone unterbrochen wird. Die Abgrenzung kann bestimmt werden, wenn man von der Erwägung ausgeht, daß es für einen Strahl erst im Unendlichen möglich ist, an der obern Begrenzung der Isothermie, also in 2500 m Höhe, horizontal zu verlaufen. Der Inzidenzwinkel muß somit notwendigerweise in dieser Höhe kleiner sein als 90°, damit der Strahl in endlicher Entfernung wieder zur Erde gelangen kann. Ein Strahl, der in 2500 m Höhe horizontal verliefe, würde mit einem Azimut von 105° gerade noch in 3300 m Höhe zur Erde zurückgewendet. Das äußere Schallgebiet kann also in endlicher Entfernung einen Zentriwinkel von 210° nicht mehr erreichen.

Während wir bei den Konstruktionen I und II eine konvexe Abgrenzung der äußern Zone gegen die Schallquelle hin erhielten, dann bei der folgenden einen Kreis, finden wir im vorliegenden Beispiel neue Formen. Der Innenrand des äußern Schallgebietes ist auf der Leeseite konkav zur Schallquelle abgegrenzt und fehlt auf der Luvseite mit umso größerer

Winkelöffnung, je kräftiger der Windgradient ist. Eine Zunahme der Stärke des Windgradienten verursacht eine Verflachung der konkaven Krümmung auf der Leeseite. Je nach den meteorologischen Zuständen sind darum die Hauptformen für die Abgrenzung der sekundären Zone nach Innen zu erwarten, welche bei Konstruktion IV oben rechts zusammengestellt sind.

5. Beeinflussung der Schallfortpflanzung durch zwei übereinander gelagerte horizontale Winde mit positiven Gradienten und senkrecht zueinander verlaufenden Windrichtungen.



Konstruktion V.

Solche Verhältnisse, deren Annahme allzu schematisch erscheinen mag, kommen tatsächlich vor und zwar im nördlichen Alpenvorland dann, wenn der Nordostwind, die sogenannte „Bise", weht. An Hand von zahlreichen Pilotaufstiegen hat A. de Quervain[12]) an der meteorologischen Zentralanstalt Zürich fünf Gruppierungen aufgestellt über den Verlauf der „Bise" mit der Höhe. Uns interessiert, was der Autor über Gruppe 2 sagt:

„Der Nordostwind springt in etwa Alpenkammhöhe (2,5—3 km) scharf nach N.W. über. Der N.E.-Wind entspricht dann einem leichten Druckgefälle nach der Rhonemündung zu, der obere N.W.-Wind einer allgemeinen Strömung im Rücken einer großen Depression im N.E. oder E.; die Alpenkette wirkt dann auf die untere Strömung direkt kanalisierend. Dies ist eine Situation, bei der die Alpen leicht von Nord nach Süd im Ballon überflogen werden können, was auch in der Tat auf meine Instruktion hin bei dieser Lage zum ersten Mal durch V. de Beauclair am 29. Juni 1908 geschehen ist.

Unter die Gruppe 2 sind auch die Fälle zu stellen, wo der N.E.-Wind graduell nach N.W. dreht, aber in größerer Höhe als vorhin."

Nachdem wir uns von der Existenz solcher Luftströmungen überzeugt haben, setzen wir zur Berechnung der Schallbahnen fest:

Höhe in m	100 Δ t	Windrichtung	100 Δ w m/sec.	Windgeschwindigkeit Höhe	Richtung	m/sec.
0 — 2500	+ 0,60°	N E	+ 0,40	0	N E	0
über 2500	+ 0,60°	N W	+ 0,50	2500	N E	10
				2500	N W	10

Luft-Temperatur im Niveau der Schallquelle (Boden) = 0°.

Der Weg der Strahlen in der untern Windschicht ist in der Konstruktion V angegeben. Die normale Zone, von der nur die eine symmetrische Hälfte in der Skizze eingezeichnet worden ist, wird theoretisch zu zwei Seiten je durch eine Gerade begrenzt. Im Azimut dieser beiden Geraden von ± 23° 57′,5 heben sich nämlich Temperatur- und Windeinfluß in Bezug auf die Schallfortpflanzung auf. Sobald das Azimut zunimmt, werden die Schallstrahlen nach oben konkav abgebogen. Die äußere Begrenzung des primären Gebietes ist der Ort der 2. Spurpunkte der Strahlen, die ihren Scheitel in 2500 m Höhe haben. Auf der X-Achse reicht die normale Zone bis 140,0 km von der Schallquelle. Längs der Asymptoten mit ± 23° 57′,5 Azimut setzt sich das Schallgebiet wie in Konstruktion II theoretisch bis ins Unendliche fort.

Wenden wir uns der Form und Ausdehnung der sekundären Zone zu. Während bei den bisherigen Untersuchungen die kontinuierliche Refraktion den Weg des geometrischen Strahles in der Hauptsache bedingte, kommt jetzt

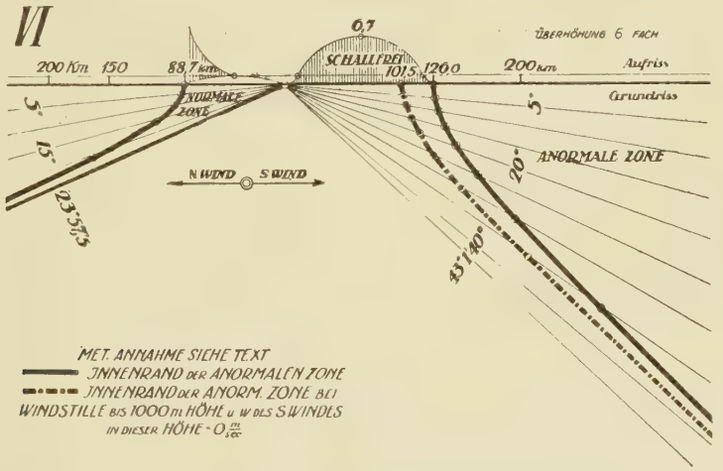
[12]) Neuvième congrès international de géographie, Genève 1908, Tome II, pag. 469.

noch Totalreflexion hinzu, welche die Schallbahn auch sehr stark beeinflußt. In der Normalen zur untern Windrichtung beträgt die Schallgeschwindigkeit an der Diskontinuitätsfläche von 2500 m mit Berücksichtigung der dort herrschenden Temperatur noch 322,75 m/sec. Da die 2. Luftströmung in der nämlichen Höhe mit 10 m/sec. Anfangsgeschwindigkeit einsetzt, die Schallgeschwindigkeit also sprungweise zu 332,75 m/sec. ansteigt, mißt der Grenzwinkel 75° 55′. Der Inzidenzwinkel des Strahls, der vom Schallherd horizontal ausgeht und sich nach SE. fortpflanzt, beträgt in 2500 m Höhe 76° 32′ nach Zurücklegung einer Horizontaldistanz von 21,15 km. Weil somit der Strahl total reflektiert wird, gelangt er in 42,3 km Entfernung wieder zur Erde. In der Konstruktion ist aus dem Verlauf der Begrenzungskurve für die anormale Zone an den deutlichen Wendungen ersichtlich, bis in welche Azimute der Inzidenz- größer als der Grenzwinkel ist, also Totalreflexion stattfinden muß. Im Gegensatz zu früheren Begrenzungsformen mit parabelartigem Verlauf ist hier beachtenswert, daß die Kurve sehr rasch Tendenz hat, sich den Asymptoten von je ± 43° 1′ (auf SE. bezogen) parallel zu richten.

Das theoretisch entstandene schmale schallfreie Flächenstück zwischen der Schallquelle und dem vorspringenden anormalen Gebiet würde in Wirklichkeit durch die Beugung aufgehellt. Nur eine von Süd nach Nord sich keilförmig ausdehnende Zone des Schweigens würde das primäre und sekundäre Hörbarkeitsgebiet noch andeuten, ohne die letztern vollständig zu trennen. Solche keilförmige Zonen des Schweigens sind tatsächlich beobachtet worden. Ein typisches Beispiel bietet die Untersuchung von A. de Quervain über die „Ausbreitung des K. aus dem Elsaß, Weihnachten 1914". Bei der Diskussion der Konstruktion VII wird gezeigt, daß solche keilförmige schallfreien Gebiete noch deutlicher entstehen, wenn der Wind die Richtung mit der Höhe dreht.

Um im vorliegenden Fall den bedeutenden Einfluß der Totalreflexion auf die Form der Schallfigur richtig zu würdigen, wollen wir noch ermitteln, wie das anormale Schallgebiet geformt ist, wenn der NW.-Wind in 2500 m nicht mit einer Anfangsgeschwindigkeit von 10 m/sec., sondern mit einer solchen von 0 m/sec. beginnt, also die Totalreflexion wegfällt. Für die Schalleitung nach SE. kommt im Diskontinuitätsniveau von 2500 m kein Windsprung vor, wohl aber für sämtliche von dieser Richtung aus gerechneten positiven und negativen Azimute wegen der Komponente für die Geschwindigkeit des untern Windes. Die Grenzkurve beginnt jetzt im SE. erst in einer Entfernung von 161,5 km. Form und Größe der Außenzone werden nun stark modifiziert. Es fällt besonders auf, daß sich diese Schallzone nicht etwa im Quadranten, der durch die beiden Richtungen wohin die Winde wehen, eingeschlossen ist, am meisten ausbreitet, sondern leicht nach E. verschoben wird. Diese östliche Verschiebung ist eine Folge der angegebenen Diskontinuität in 2500 m Höhe und damit des bei der Berechnung zu berücksichtigenden Snellius'schen Brechungsgesetzes.

6. Form und Größe der Schallgebiete, bedingt durch zwei übereinander gelagerte Winde mit positiven Gradienten und entgegengesetzten Windrichtungen.



Konstruktion VI.

Solche Strömungszustände können in gewissen, seltenen Fällen in der Schweiz auf kleineren Gebieten (Druckanstieg nach Föhnsturm) zwischen nördlichen und südlichen Winden vorkommen. In der Regel lagert sich der N.-Wind wie eine kalte Flüssigkeit unter den S.-Wind. Infolge des Sinkens der kälteren Luftmassen werden die wärmeren in die Höhe gehoben. Ein solcher Fall ist derjenige vom 23. Mai 1908, welcher von A. de Quervain[13]) beschrieben wurde. Bewußt schematisch treffen wir folgende Annahmen:

[13]) Neuvième congrès international de géographie, Genève 1908, Tome II.

	Höhe in m	100 Δ t	100 Δ w m/sec.
N Wind	0 — 1000	+ 0,60°	+ 0,40
S „	von 1000 an	+ 0,60°	+ 0,50

Temperatur in 1000 m Höhe 0°; auf dem Erdboden (Schallquelle) + 6°.
Windgeschwindigkeit auf der Erdoberfläche = 0 m/sec.

Im Diskontinuitätsniveau von 1000 m Höhe nehmen wir keinen Windsprung an. Der Richtungswechsel zwischen dem unteren N.- und dem obern S.-Wind findet also erst in 1800 m Höhe statt.

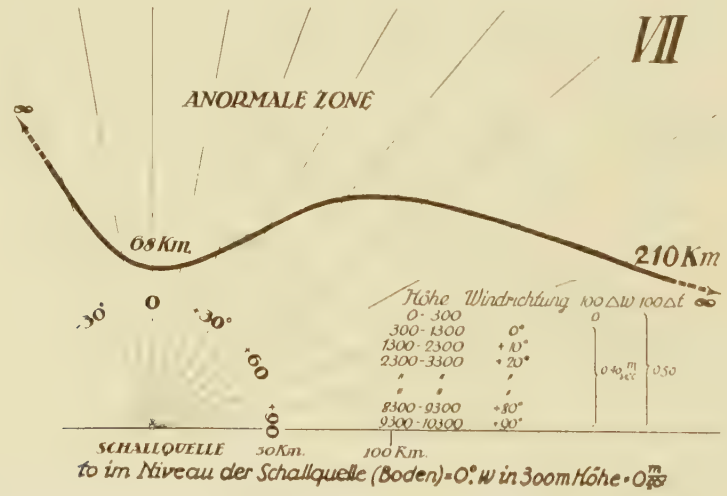
Ein Vergleich dieser Annahmen mit denjenigen für Konstruktion V zeigt, daß die seitliche Begrenzung der normalen Zone in beiden Fällen die gleiche sein muß. Auch die äußere Begrenzung des primären Schallgebietes ist in beiden Beispielen notwendigerweise ähnlich, sie ist jetzt in der Windrichtung statt 140,0 nur 88,7 km von der Schallquelle entfernt, weil die Scheitelhöhe von 2500 m auf 1000 m reduziert worden ist.

Der Einfluß der untern Windschicht auf die Form und Größe des anormalen Schallgebietes ist gering. Wäre nämlich bis 1000 m Höhe überhaupt kein Wind vorhanden, so würde, wie die Berechnung mit Berücksichtigung der in diesem Fall in 1000 m Höhe anzunehmenden Anfangsgeschwindigkeit Null ergibt, die äußere Zone durch die strichpunktierte Kurve begrenzt. Der Vergleich dieser Kurve mit der effektiven zeigt, daß die Wirkung des untern Windes sich in der Hauptsache darauf beschränkt, die Distanz der anormalen Zone von der Schallquelle auf der + X-Achse gemessen, von 101,5 auf 126,0 km zu vergrößern.

Die Ansicht ist von R. Emden[14]) und früher in ähnlichem Sinne von W. Schmid geäußert worden, daß zwei übereinander gelagerte horizontale Winde mit entgegengesetzter Richtung die Schallbahnen so beeinflussen können, daß außer dem normalen, ein, die Schallquelle einseitig sichelförmig umschließendes anormales Schallgebiet entstehe, wie z. B. dasjenige von Wiener-Neustadt. Wie aber Konstruktion VI in Übereinstimmung zu unseren früheren Untersuchungen zeigt, ist diese Ansicht nicht richtig. Für Winde, die ihre Richtung mit der Höhe nicht drehen, ist in Bezug auf die Beeinflussung der Schallbahnen charakteristisch, daß die anormale Zone stark konvex gegen die Schallquelle abgegrenzt wird.

Wir haben bei der Diskussion der Konstruktion IV gesehen, daß anormale Schallfiguren, welche den Schallherd konkav umschließen, durch Inversionen und Windgradienten erklärt werden können. Wir wollen aber im folgenden Beispiel noch untersuchen, ob sich solche Schallfiguren auch ohne Inversionen, einzig durch einen Windgradienten, dessen Wind die Richtung mit der Höhe dreht, interpretieren lassen.

7. Beeinflussung der Schallbahnen durch einen, mit einem positiven Gradienten versehenen Wind, wenn letzterer die Richtung mit der Höhe dreht.



Konstruktion VII.

[14]) In der Met. Z. 1918 (Heft 1- 6) hat R. Emden u. a. vier Beispiele für anormale Schallfortpflanzung publiziert, von welchen das dritte unserem gerade vorliegenden Fall ähnlich ist. Da die Annahmen über die Atmosphärenzustände für Konstruktion VI bereits im Herbst 1917 in mein Programm aufgenommen worden waren, und es sich darum handelte, nachzuweisen, daß z. B. ein E.- und ein W.-Wind die Schallfigur vom 7. Juni 1912 (Wiener-Neustadt) nicht erzeugen konnten, wurde die Durcharbeitung dieses Falles nicht abgebrochen.

Eine Winddrehung mit der Höhe kommt am ausgiebigsten in einer Zyklone vor. Aufstiege von bemannten Ballons, von Registrier- und Pilotballons, von Drachen und auch der Wolkenzug in den obern Luftschichten zeigen, daß auf der Nordhemisphäre die Windrichtung mit der Höhe im allgemeinen im Sinne des Uhrzeigers gedreht wird. Ein Südwind wird also wegen dieser Rechtsdrehung westlicher, ein Nordwind östlicher. Am Blue Hill ist als Totaldrehung bis 2000 m gegen den Wind am Erdboden durchschnittlich gemessen worden: für N.-Winde bloß 3°, für E.-Winde 14,5°, für S.-Winde 28° und für W.-Winde 13°. Im Sommer ist nach den Angaben von Hann die Rechtsdrehung meist etwas geringer als im Winter. Die Drehung geschieht im großen Ganzen kontinuierlich, manchmal sprunghaft.

Damit wir unsere bisherigen Formeln verwenden können, wollen wir annehmen, daß die Windrichtung für je eine Schicht von 1000 m Mächtigkeit konstant sei, und daß jeweilen an der Trennungsfläche eine Ablenkung nach rechts um 10° stattfinde. Die Windgeschwindigkeit nimmt in diesem Falle kontinuierlich nach dem Windgradienten — wir wählen 0,40 m/sec. pro 100 m — zu; da aber die Windrichtung nach je 1000 m Höhe sprungweise um 10° abgedreht wird, entsteht an der Diskontinuitätsfläche ein kleiner Windsprung. (In Annäherung an die empirisch festgestellte kontinuierliche Drehung war es gegeben, diesen kleinen Windsprung bei der Berechnung nicht zu berücksichtigen.) Damit überhaupt eine anormale Zone entstehen kann, wollen wir ferner voraussetzen, daß die untere Begrenzung der tiefsten Windschicht 300 m über der Erdoberfläche liege. Die Schallquelle endlich befinde sich auf dem Erdboden, wo die Luft-Temperatur 0° sei. Sämtliche Annahmen mit Angabe des Temperaturgradienten sind in der Konstruktion VII wiederholt worden.

Wie diese Figur veranschaulicht, ist eine Luftströmung unter den gewählten Atmosphärenzuständen imstande, den Innenrand der anormalen Zone einigermaßen konkav gegen die Schallquelle abzubiegen. Zweifellos kann aber die hier entstandene Form des Schallgebietes nicht etwa mit einer, die Schallquelle einseitig sichelförmig umgebenden anormalen Zone verglichen werden. Im vorliegenden Fall beginnt das äußere Schallgebiet 68,0 km von der Schallquelle entfernt; aber 70° im Sinne des Uhrzeigers abgedreht, mißt diese Distanz bereits 210,0 km. Beim Azimut von + 80° und — 30° vermag der positive Windgradient den Schallstrahl nicht mehr zur Erde zu wenden. Den Spannweiten der Schallbahnen von 68,0 und 210,0 km entsprechen Scheitelhöhen von 1,260 und 9,60 km.

Wollte man beispielsweise versuchen, die Schallfiguren, die durch die Explosion bei Wiener-Neustadt (7. Juni 1912), oder anläßlich der Beschießung von Antwerpen (8. Oktober 1914) entstanden sind, bei welchen der Zentriwinkel des kreisbogenartigen Innenrandes der anormalen Zone 160° resp. 120° mißt, einzig durch Luftströmungen zu erklären, so müßten Annahmen über die Drehung der Winde getroffen werden, die meteorologisch unwahrscheinlich wären.

Bei Besprechung der Konstruktion V haben wir gesehen, daß eine keilförmige Zone des Schweigens entstehen kann, wenn zwei übereinander gelagerte horizontale Winde mit positiven Windgradienten und senkrecht zueinander verlaufenden Windrichtungen auf die Schalleitung einwirken. Im vorliegenden Fall kann das schallfreie Gebiet vom Schallherd bis zur geringsten Entfernung der anormalen Zone von 68,0 km in Wirklichkeit durch Beugung aufgehellt werden. Übrigens wird diese Distanz kürzer, wenn der Wind nicht in 300 m Höhe, sondern tiefer einsetzt, was zur Folge hat, daß das primäre und sekundäre Schallgebiet verbunden werden müssen. Dadurch werden die für Konstruktion VII angenommenen Atmosphärenzustände zu einem typischen Beispiel für die Entstehungsart einer deutlich ausgebildeten keilförmigen Zone des Schweigens.

8. Einfluß der Divergenz der Winde auf die Form der anormalen Schallzone.

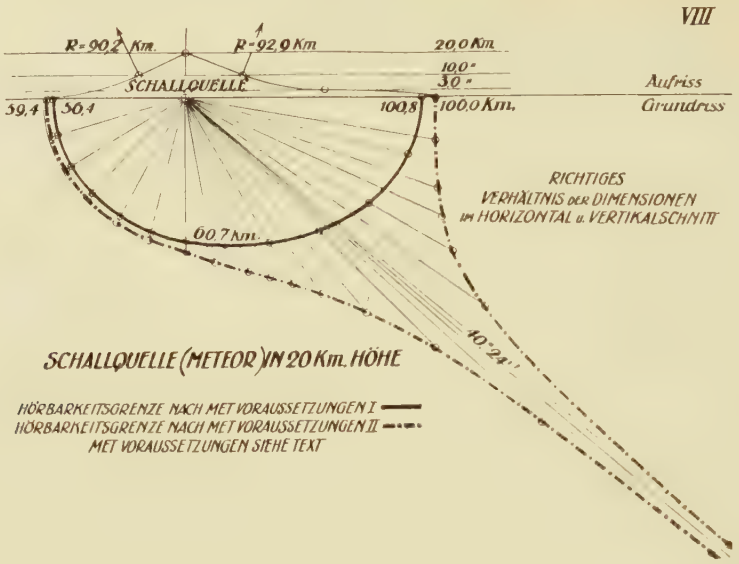
Wir haben bei der Besprechung des vorigen Falles gefunden, daß anormale Schallzonen, welche den Schallherd einseitig sichelförmig umgeben, nicht in einwandfreier Weise durch einen Windgradienten, dessen Wind die Richtung mit der Höhe dreht, erklärt werden können. Es ist aber noch ein weiteres, bisher nicht besprochenes meteorologisches Faktum zu erwähnen, das in Verbindung mit einem Windgradienten gelegentlich doch zu einer solchen anormalen Zone führen kann, nämlich die Divergenz der Winde.

Diese Erscheinung ist in den Antizyklonen immer zu beobachten. Ungünstig ist allerdings für unser Problem, daß die Winde hier meist schwach und unregelmäßig sind. Auch ist von Nachteil, daß die, in Bezug auf die Ausdehnung der Antizyklone relativ kleine Fläche der Schallfigur zur Folge hat, daß nur kleine Divergenzwinkel in Betracht kommen. Trotz dieser Nachteile können aber anormale Hörbarkeitsgebiete mit konkaver innerer Abgrenzung und einem allerdings nur kleinen Zentriwinkel durch Windgradienten in Verbindung mit der Divergenz der Windrichtung erklärt werden.

9. Anhang: Schallfigur auf der Erdoberfläche, hervorgerufen durch die Explosion eines Meteors in 20 km Höhe bei bestimmten meteorologischen Zuständen.

Es ist eine bekannte Tatsache, daß auch Meteore heftige Schallerscheinungen mit großer Schallausbreitung erzeugen. Wir wollen aber nicht die Kopfwellen, die zwar zweifellos für dieses Schallphänomen wichtig sind, unter-

suchen, sondern nur die Ausbreitung der Explosionswellen. Der Hemmungs- oder Explosionspunkt ist also für uns das Schallzentrum. Aus der Untersuchung von A. de Quervain über das Meteor-„Platzen“ vom 28. Juli 1915 resultiert, daß das Hörbarkeitsgebiet für die heftige Detonation ziemlich exzentrisch zur Region liegt, über welcher der Explosionspunkt nach den streng durchgeführten Berechnungen von Herrn Prof. Dr. Wolfer in Zürich und Herrn Dr. Mauderli in Bern zu vermuten ist.



Konstruktion VIII.

Wir weisen jetzt nach, daß eine solche Exzentrizität in einfacher Weise durch den Einfluß des Wind- und Temperaturgradienten auf die Schallbahn erklärt werden kann, eine Erklärung, auf welche schon an zitierter Stelle Bezug genommen ist. Sieht man von Inversionen und Windsprüngen ab, so kann das Schallbild, das durch ein in der isothermen Stratosphäre stattfindendes „Platzen“ eines Meteors auf der Erde erzeugt wird, a priori qualitativ bestimmt werden. 1. Bei Windstille ist die Schallfigur ein Kreis, in dessen Zentrum die Orthogonalprojektion des Hemmungspunktes liegt. 2. Weht in der Troposphäre ein Wind und zwar mit einem Windgradienten, der die Schallbahn weniger beeinflußt als der Temperaturgradient ($a \cos \Theta < b$), so entsteht ein ellipsenartiges Schallgebiet, das symmetrisch zur X-Achse, und das in Bezug auf die Orthogonalprojektion der Schallquelle exzentrisch nach der Leeseite verschoben ist. 3. Falls das Brechungsvermögen des Windes, der in der Troposphäre weht, größer ist als dasjenige der Temperaturabnahme ($a \cos \Theta > b$), so bildet sich wiederum eine zur X-Achse symmetrische Schallfigur mit einem kleinern Flächenstück auf der Luv- und einem größern auf der Leeseite aus; längs der beiden Asymptoten der letztern Teilfläche pflanzt sich der Schall theoretisch bis ins Unendliche fort.

Zur Begründung dieser a priori gezogenen Schlüsse nehmen wir an:
Der Explosionspunkt liegt in 20 km Höhe ($t_0 = -60°$).

Höhe in km	$100\ \Delta$ t	$100\ \Delta$ w m/sec.
0 — 10	0,60°	0,20
10 — 20	0°	0.

In 10 km Höhe ist kein Windsprung vorhanden. Die Windgeschwindigkeit am Erdboden beträgt 0 m/sec.

Der Strahlenverlauf ist im normalen Verhältnis der Horizontal- und Vertikaldimensionen in der Konstruktion VIII angegeben. Bei Windstille würde der Radius der schallerfüllten Kreisfläche 60,7 km betragen. Die Peripherie dieses Kreises wäre der Ort der Berührungspunkte solcher Strahlen, welche den Erdboden tangieren. Ein solcher Strahl ist im Aufriß angegeben; der Krümmungsradius beträgt 90,2 km. Durch die Luftströmung werden die Strahlen in Luv stärker, in Lee schwächer konvex nach unten gekrümmt als bei Windstille, wodurch die Exzentrizität entsteht. Auf der X-Achse mißt die Schallfigur von der Orthogonalprojektion des Schallherdes aus gegen den Wind 56,4 und mit dem Wind 100,8 km.

Da in 10 km Höhe kein Windsprung und von hier bis ins Niveau der Schallquelle kein Windgradient gewählt wurde, so ist die in 10 km Höhe erreichte Geschwindigkeit von 20 m/sec. nach oben fortgesetzt anzunehmen. In der Luftschicht von 10—20 km Höhe werden darum die Schallbahnen ähnlich wie mit den Formeln 9 a)—c) nachgewiesen wurde, fortgetragen, was aber auf die Schallfigur von sehr geringem Einfluß ist. Bei Berücksichtigung der konstanten

Windgeschwindigkeit in dieser 10 km mächtigen Luftschicht betragen die beiden angegebenen, auf die X-Achse bezogenen Distanzen, statt 56,4 nur 55,1 km in Luv, und an Stelle von 100,8 102,8 km in Lee.

Um auch zu beweisen, daß ein Windgradient mit stärkerem akustischem Brechungsvermögen, als es dem Temperaturgradienten zukommt, durch Beeinflussung der Schallfortpflanzung in der Troposphäre eine exzentrische Verschiebung der Schallfigur verursacht, setzen wir für gleiche Höhe des Hemmungspunktes fest:

Höhe in km	100 Δ t	100 Δ w m/sec.
0 — 3	0,50°	0,40
3 — 10	0,60°	0
10 — 20	0°	0

Temperatur im Niveau der Schallquelle — 57°

Die Anfangsgeschwindigkeit des Windes am Boden mißt 0 m/sec.

Eine solche Wetterlage kommt am Rande einer Antizyklone vor. In diesem Falle ist z. B. der E.-Wind am Nordfuß der Alpen nur seicht ausgebildet, wie an der meteorologischen Zentralanstalt in Zürich durch eine große Zahl von Pilotaufstiegen nachgewiesen wurde.

Die berechnete Schallfigur ist in der nämlichen Konstruktion VIII strich-punktiert angegeben. Während der Windgradient auf der Luvseite wie in der im vorigen Beispiel erwähnten Art und Weise wirkt, werden jetzt auf der Leeseite die Strahlen, welche die Diskontinuitätsfläche in 3 km Höhe tangieren, also bei Windstille nicht mehr zur Erde gelangen können, durch den Einfluß der Windgeschwindigkeitszunahme konkav nach unten refraktiert und bilden die äußere Begrenzung der Schallfigur (vergl. Konstruktion). Die Exzentrizität kommt auch diesmal deutlich zur Geltung. Auf der X-Achse reicht das Schallgebiet in Luv bis 59,4, in Lee bis 106,0 km von der Orthogonalprojektion der Schallquelle.

Die grotesken schmalen Streifen des Hörbarkeitsgebietes längs der Asymptoten, deren Azimut $\pm$ 40° 24′ mißt, entstehen infolge Kompensation des Temperatur- und Windgradienten in Bezug auf die Schalleitung; sie sind ohne praktisches Interesse. Der Windsprung von 12 m/sec. in 3 km Höhe, der aus der getroffenen Annahme resultiert, und bei der Berechnung berücksichtigt worden ist, hat nur einen untergeordneten Einfluß auf die Form und die Größe der Schallfigur.

III. Teil.

Hörbarkeit des Kanonendonners im Winter 1917/18 in der Schweiz und in Süddeutschland.

A. Das Beobachtungsmaterial.

1. Organisation des Beobachtungsdienstes über Schallwahrnehmungen. Von den zahlreichen Stationen der schweizerischen meteorologischen Zentralanstalt in Zürich wurden seit Kriegsausbruch die Wahrnehmungen über K. für bestimmte Einzelfälle notiert. Speziell zeichnete man seit Mitte Februar 1918, auf ein Rundschreiben der Zentralanstalt im Interesse dieser Untersuchung hin, täglich um 7½ h. a. m., 1½ h. p. m. und 9½ h. p. m. die Beobachtungen auf. Man stellte die Stärke (schwach, mäßig, stark gehört), Richtung und Art des Schalles fest. Unter „Art" wurden einzelne Schüsse oder ein Rollen aufgeführt. Es wurden auch Angaben über lokale Einflüsse beigefügt, falls der Beobachter von dergleichen Kenntnis bekam.

Im weitern wurden der Untersuchung durch Vermittlung der Schweizerischen meteorologischen Zentralanstalt die K.-Wahrnehmungen von 9 meteorologischen Stationen aus Württemberg und von 18 solchen aus dem früheren Großherzogtum Baden zur Verfügung gestellt.

2. Beobachtungsmaterial über die physikalischen Zustände der Atmosphäre. Die deutschen, französischen und schweizerischen Witterungsberichte wurden konsultiert. Die Windrichtung und -Geschwindigkeit ermittelte man an Hand der Aufzeichnungen der meteorologischen Stationen Basel, Zürich, Weißenstein, Rigi, Pilatus, Säntis und der Notizen im Beobachtungsjournal der meteorologischen Zentralanstalt über den Wolkenzug bis rund 10 km Seehöhe. Die Untersuchung über die Stagnation der Luft bei Nebelbildung, ferner über die Störungen des Temperaturzustandes durch Niederschläge basiert auf den Originalberichten der meteorologischen Beobachter.

Für die Untersuchung der Temperatur- und Luftströmungsverhältnisse der freien Atmosphäre leisteten die durch die Schweizerische meteorologische Zentralanstalt vermittelten Mitteilungen der Drachenstation in Friedrichshafen sehr gute Dienste.

3. Verwendungsbereich des Beobachtungsmaterials. Die Schweiz eignete sich mit ihrem Relief vorzüglich zur Untersuchung über die Fernhörbarkeit des K. Die Terrainformen verursachten Modifikationen der normalen und anormalen Zone und damit des Gebietes des Schweigens, wodurch Anhaltspunkte über das Wesen dieser interessanten Schallfortpflanzung erhalten wurden. Neben zahlreichen Beobachtungen aus dem Flachland waren Angaben von Höhenstationen sowohl über die Hörbarkeit wie über die meteorologischen Verhältnisse von besonderem Wert. Dadurch können freilich Versuche im Großen, die schon ins Auge gefaßt sind,[1]) nicht ersetzt werden, denn aus Beobachtungen der vorliegenden Art konnten verschiedene wichtige Daten naturgemäß doch nicht entnommen werden. Die Zeiten, während welchen die Schallbahnen zurückgelegt wurden, zu bestimmen, war so viel wie ausgeschlossen, und gerade diese Angaben wären für die Interpretation von fundamentaler Bedeutung. Eine weitere Unsicherheit wurde durch das Vorkommen vieler Schallquellen bedingt, deren Standort und somit auch deren Höhe über Meer nicht genau bekannt waren. Über die verwendeten Kaliber ließen sich nur Mutmaßungen aussprechen. Die Abhängigkeit von den Kriegsoperationen braucht nicht besonders erwähnt zu werden.

B. Die Untersuchung.

1. Herstellung von Schallfigurenkarten. Die Schallwahrnehmungen während der drei angegebenen Beobachtungstermine wurden für sämtliche Tage vom 12. Februar bis 24. März 1918 in topographische Karten eingezeichnet. 6 typische Schallkarten fanden hier Aufnahme. Nach den sehr detaillierten Aufzeichnungen eines der wichtigsten schweizerischen Militär-Beobachtungspostens im Jura kamen approximativ als Zentren für die Schallerregung Altkirch, 273 m, und Hartmannsweilerkopf, 1128 m ü. M., in Betracht. Als größte Kaliber traten während der Monate Februar-März 1918 im Sundgau auf französischer Seite 28 cm-Geschütze in Aktion. Störende Einflüsse durch Schießübungen der schweizerischen Artillerie konnten eliminiert werden, da die meteorologische Zentralanstalt präzise Zeit- und Ortsangaben von den verschiedenen Kommandostellen und Waffenplatzverwaltungen über die Übungen erhalten hatte.

Zunächst ist hervorzuheben, daß die Untersuchung einen beliebigen Zeitabschnitt von 41 Tagen des Winters 1917—18 umfaßt. Wir sind deshalb überrascht, festzustellen, daß sich während diesen sämtlichen Tagen der Schall mehr oder weniger deutlich „anormal" fortgepflanzt hat. Die Fernakustik ist also im Winter keine Ausnahmserscheinung. In 12 von den 41 Fällen ist ein ausgesprochenes Kartenbild entstanden, und überdies ist zum Teil ein stetiger Übergang von einer Schallfigur zur andern feststellbar. Besonders typisch sind zwei Beispiele, die Karten vom 16. Februar und 5. März, welche eine sehr deutliche anormale Zone erkennen lassen. Beim letztern Fall sind die Gebiete der normalen und anormalen Hörbarkeit scharf durch eine Zone des Schweigens getrennt. Bei der ersten Karte hingegen hat man sich das normale Schallgebiet einzig im Elsaß vorzustellen.

Spezielles Interesse hat für uns

2. die Form des Innenrandes der anormalen Zone und dessen Entfernung von der Schallquelle. Obwohl eine punktförmige Schallerzeugung fehlt, so liegt doch in den hier reproduzierten Schallkarten vom 16. Februar und 3. bis 6. März (I und III—VI) die Tendenz vor, den Innenrand der Außenzone konkav zum Schallherd zu gestalten. In der Karte vom 16. Februar ist am besten ersichtlich, wie die anormale Zone die Schallquelle sichelförmig umgibt; der Innenrand dieser Zone liegt in einer Entfernung von 100—125 km von den fixierten Schall-Zentren. Es fällt auf, daß während allen fünf Tagen, die zeitlich über einen halben Monat auseinanderstehen, die Ausbildung dieser Hörbarkeitsgrenze angenähert in die gleiche Landschaft fällt. Immerhin ist noch ein ganz anderer Verlauf der Kurve im schweizerischen Mittelland möglich, wie die Publikationen von A. de Quervain zeigen, sodaß man nicht etwa vermuten muß, die Entfernung der innern Begrenzung der anormalen Zone von der Schallquelle sei eine konstante Größe. Wir wollen deshalb die gefundene Distanz von 100—125 km mit anderen Fällen vergleichen. Aus einer Zusammenstellung der wichtigsten Veröffentlichungen über empirische Untersuchungen folgt:

Zahl der aufgenommenen Fälle	25
Mit Zone des Schweigens (Außenrand 100—170 km vom Zentrum entfernt)	14
Ohne Zone des Schweigens	5
Zone des Schweigens eingekeilt	2
„ „ „ mit unsicherer resp. unbestimmter Form	4

[1]) Vergl. A. de Quervain, Jahresbericht des schweiz. Erdbebendienstes, 1914.

Es ist beachtenswert, daß die äußere Begrenzung der Zone des Schweigens zwischen 100 bis 170 km variiert, und daß anderseits das normale Gebiet häufig eine Ausdehnung bis 100 km erfährt, sodaß ein völliges Aufhellen des schallfreien Raumes eintreten kann. Die verschiedene Entfernung des Außenrandes der Zone des Schweigens von der Schallquelle beweist, daß nicht konstante physikalische Zustände das Schallphänomen erzeugen, sondern daß diese physikalischen Zustände selbst zeitlichen Änderungen unterworfen sind. Wenn auch die Variation der erwähnten Distanz vor allem durch die Zustandsänderungen des Luftmeeres verursacht wird, so darf doch eine weitere Ursache nicht außer Acht gelassen werden, die dabei mitspielt, nämlich:

3. Der Einfluß des Reliefs auf die Aufhellung der Zone des Schweigens. Betrachten wir zu diesem Zweck die Schallkarte I (16. Februar 1918). Das primäre Gebiet hat an diesem Tage eine sehr geringe Ausdehnung in Übereinstimmung zu zahlreichen früheren Beobachtungen. Ob Basel bereits in der Zone des Schweigens liegt, kann nicht mit Bestimmtheit festgestellt werden. Es ist von größtem Interesse, daß das schallfreie Gebiet in den Höhen des Jura aufgehellt wird, wie die Meldungen von Langenbruck (718 m ü. M.), La Ferrière (1092), Champ Fahy (820) und Mt. Soleil (1290) andeuten. Selbst Mervelier (570) hat beim II. Termin den Schall wahrgenommen. Der Beobachter in Wittnau (415) meldet, er sei nicht sicher, ob der Schall vernommen worden sei. Ganz in Übereinstimmung mit den Angaben der Höhenorte im Jura steht die Beobachtung in Luthern (778), der K. sei nicht im Dorf, aber von den Holzern auf den umliegenden Höhen wahrgenommen worden. Die fraglichen Anhöhen erreichen im Napf den höchsten Punkt mit 1411 m. In Hitzkirch, 48 m über dem Niveau des Baldeggersees, an der „Schallseite" des Lindenbergs gelegen, hat man beim II. Termin den Schall gehört, was bei der günstigen topographischen Lage und einer Entfernung von nur 12 km von der anormalen Zone plausibel ist. Auch Kölliken (430) meldet — allerdings nur schwach wahrgenommenen — K. Nach den positiven Meldungen dieser vorwiegend in Jurahöhen vorkommenden Stationen ist zu schließen, daß die Zone des Schweigens an diesem Tag in geringer Höhe überbrückt wurde.

4. Stetige Änderung der relativen Schallintensität im anormalen Hörbarkeitsgebiet während zwei Serien von je einer Anzahl aufeinanderfolgender Tage. Vergleicht man die Serie von Schallfiguren für die Tage vom 19.—25. Februar oder 2.—7.[2]) März 1918 miteinander, so erkennt man mit aller Deutlichkeit, daß sich ein stetiger Vorgang abspielt. Die Hörbarkeit nimmt im Laufe der Tage in beiden Zonen zusammen oder nur in den einzelnen kontinuierlich zu oder ab. Man hat dabei allerdings von ganz vereinzelten Meldungen abzusehen, die nicht in den Rahmen des Gesamtbildes passen, was vollauf berechtigt ist, da lokale Einflüsse mitspielen können. Auch ist ausnahmsweise mit einer unzuverlässigen Meldung zu rechnen. Die stetige Änderung der Summe der Meldungen über Schallwahrnehmungen an verschiedenen aufeinanderfolgenden Tagen zu den angegebenen drei Terminen ist am deutlichsten in Tabelle III ersichtlich. In der ersten Serie streben die Meldungszahlen für die normale Zone bei den drei Terminen einem Maximum zu, das in der Zeit vom 22.—23. Februar erreicht wird. Im anormalen Gebiet hingegen nimmt die Zahl ab und wird zum Minimum am 22. für sämtliche Termine. Beachtenswert ist das ziemlich genaue zeitliche Zusammenfallen der beiden entgegengesetzten Extreme.

Ganz ähnliche Verhältnisse zeigt die zweite Serie. Die Zahl der Meldungen ist bei sämtlichen Terminen für den 5. März am größten. In beiden Schallgebieten verbessern sich die Hörbarkeitsbedingungen kontinuierlich, sind am Morgen des angegebenen Tages am deutlichsten entwickelt und flauen nachher allmählich wieder ab. — Beziehen wir die Meldungszahlen aus der normalen und der anormalen Zone je auf die Flächeneinheit und bezeichnen diesen Quotienten als einen rohen Näherungswert für die relative Schallintensität, so lassen sich die besprochenen stetigen Vorgänge kurz wie folgt ausdrücken: In der Serie I fällt ein Maximum der relativen Schallintensität im normalen mit einem Minimum im anormalen Schallgebiet zeitlich (genähert) zusammen. In der Serie II tritt gleichzeitig ein Maximum der relativen Schallintensität in der normalen und in der anormalen Zone auf.

In den bisherigen Publikationen ist festgestellt worden, daß der K. im Winter am frühen Morgen oder am späten Abend am deutlichsten wahrgenommen wird. In Tabelle III aber sehen wir, daß häufig die größten Meldungszahlen auf den II. Termin fallen. Dieses Resultat darf nicht zu Schlüssen über ein entsprechendes Verhalten atmosphärischer Faktoren benutzt werden, denn es bleibt dahingestellt, ob an einigen Tagen, z. B. am 23. und 24. Februar um 1½ h. p. m. besonders intensiv geschossen wurde oder nicht.

5. Untersuchung der Atmosphäre in Bezug auf Zustandsänderungen, welche den stetigen Änderungen der relativen Schallintensität im anormalen Hörbarkeitsgebiet entsprechen. Im vorigen Abschnitt haben wir erkannt, daß sich die relative Schallintensität in der anormalen Zone stetig ändert. Darum liegt der Schluß nahe, daß sich auch die Faktoren, welche die anormale Schallfortpflanzung ver-

[2]) Von dieser Serie sind die Schallkarten vom 3.—6. März 1918 hier aufgenommen worden.

Tabelle III.

Anzahl der positiven schweizerischen [3]) Meldungen für die Wahrnehmungen des K. an verschiedenen Tagen je um $7^1/_2$ h a. m., $1^1/_2$ h p. m. und $9^1/_2$ h p. m.

1918			Normale Zone				Zone des Schweigens [4])				Anormale Zone			
	Monat	Tag	$7^1/_2$ h a. m.	$1^1/_2$ h p. m.	$9^1/_2$ h p. m.	Total	$7^1/_2$ h a. m.	$1^1/_2$ h p. m.	$9^1/_2$ h p. m.	Total	$7^1/_2$ h a. m.	$1^1/_2$ h p. m.	$9^1/_2$ h p. m.	Total
I. Serie	Febr.	19	1	1	—	2	—	—	—	—	3	12	5	20
	„	20	4	9	2	15	1	2	1	4	11	17	8	36
	„	21	7	7	4	18	—	—	—	—	3	5	3	11
	„	22	**15**	13	5	33	—	—	—	—	**2**	**3**	**2**	**7**
	„	23	10	**27**	**12**	**49**	—	1	—	1	4	6	4	14
	„	24	4	22	6	32	1	2	1	4	4	20	9	33
	„	25	4	—	—	4	—	—	—	—	2	3	2	7
			45	79	29	153	2	5	2	9	29	66	33	128
II. Serie	März	2	—	1	—	1	—	—	—	—	—	3	5	8
	„	3	—	2	1	3	—	—	—	—	2	19	32	53
	„	4	4	5	2	11	—	—	—	—	8	21	29	58
	„	5	**10**	**10**	**3**	**23**	—	—	—	—	**50**	**47**	**39**	**136**
	„	6	6	5	1	12	—	—	—	—	19	27	19	65
	„	7	2	—	1	3	—	—	—	—	8	16	4	28
			22	23	8	53	—	—	—	—	87	133	128	348

ursachen, stetig geändert haben. Sucht man im Luftmeer nach einem solchen Faktor, so findet man schließlich den verschiedenen Grad in der Ausbildung des Nebelmeers. Der Nebel an sich ist für die Schallausbreitung allerdings nur nebensächlich, aber die dann herrschenden Temperaturzustände sind ausschlaggebend. Er spielt also für uns nur die Rolle eines — zwar nicht immer zuverlässigen — Indikators. Wenn auch bei einem Nebelmeer mannigfaltige Zustände herrschen können, so beweist seine Existenz doch, daß folgende Temperaturverhältnisse vorhanden sind:

1. Maßgebend für die Bildung der mächtigen „Strahlungsnebel" sind die antizyklonalen Zustände, welche im Winter von Temperaturumkehrungen begleitet werden.
2. Die Temperaturabnahme mit der Höhe ist in den untern Schichten der winterlichen Antizyklonen geringer als in der Umgebung.
3. Bei einem Nebelmeer befinden sich die Luftmassen über dem Erdboden in einem Zustand der Stagnation. Vertikale Luftströmungen finden nicht statt, somit keine adiabatische Expansionen und Kompressionen und damit auch keine Störungen im schon vorhandenen Temperaturzustand.
4. Im Vergleich zu diesen günstigen Einflüssen sind die Störungen der Schalleitung wegen den suspendierten Teilchen minim anzuschlagen. Die Wirkung dieser Wasserkügelchen auf ebene Schallwellen hängt nach Rayleigh vom Verhältnis der Größe des Hindernisses zur Wellenlänge ab, kann also vernachlässigt werden, wenn man berücksichtigt, daß der Durchmesser der Wasserkügelchen ca. 0,02 mm und die hier vorkommende Wellenlänge ca. 20 m mißt.

Die Nebelbildung war im I. Quartal 1918 so außergewöhnlich häufig, daß ein Vergleich mit der Hörbarkeit des K. sehr gut durchgeführt werden konnte. Von diesem Quartal liegen aus der Ostschweiz für 51 Tage Meldungen über die Stärke des K. vor. Durch Vergleich mit den Angaben der meteorologischen Beobachter auf Säntis, Pilatus, Rigi und Weißenstein über den verschiedenen Grad der Ausprägung des Nebelmeeres gelangt man zu folgender Zusammenstellung:

[3]) Die Meldungen aus Süddeutschland sind hier nicht berücksichtigt worden, weil sich deren Zeitangaben nur ungefähr mit obigen Terminen decken.

[4]) Unter dieser Rubrik sind einzig die positiven Meldungen von Wasen und Luthern im Napfgebiet aufgeführt, da beide Orte weder der normalen noch der anormalen Zone mit Bestimmtheit eingereiht werden können.

Nebelmeer		Kanonendonner		
Ausbildung		Stärke		wahrgenommen an Tagen
I.	ausgeprägt	allgemein	gehört	21
		von wenigen	„	5
II.	teilweise ausgeprägt	allgemein	„	1
		von wenigen	„	19
III.	fehlt	nicht	„	5
				51

Es zeigt sich also recht deutlich, daß der K. bei einem ausgeprägten Nebelmeer sehr gut wahrnehmbar ist. Während der Tage vom 26. Januar bis inklusive 5. Februar 1918 verzeichneten die angegebenen Höhenstationen ununterbrochen ein prächtiges Nebelmeer. Damit stimmt eine ununterbrochene deutliche Fernhörbarkeit des K. überein.

Man wird sich hüten, die fünf Fälle der Rubrik III dem Fehlen der Nebelbildung allein zuzuschreiben, denn es ist nicht bekannt, ob an diesen Tagen überhaupt geschossen wurde.

Wenn auch das Nebelmeer der Index für vorhandene Inversionen und das Fehlen von Störungen im Temperaturgefälle der untern Atmosphäre ist, so trifft durchaus nicht zu, daß etwa dieser Index bei diesem Temperaturgang immer vorhanden sein müsse.

Störungen im Temperaturzustand der Atmosphäre haben auch eine Störung in der anormalen Schalleitung zur Folge. Diese Beziehung kann an Hand der Niederschläge nachgewiesen werden. Eine Zusammenstellung für die Zeit vom 19.—25. Februar und 2.—7. März über die anormale Hörbarkeit des K. und über das Vorkommen von Niederschlägen in Verbindung mit der Ausprägung des Nebelmeeres hat folgendes Hauptresultat ergeben: Wenn es während der antizyklonalen Wetterlage schneite oder regnete, nahm die anormale Hörbarkeit des K. ab. Die vertikale Zirkulation stört nämlich vorhandene Inversionen.

Nachdem wir uns in qualitativem Sinne überzeugt haben, daß Inversionen und das Fehlen von Temperaturstörungen durch Niederschläge die anormale Schallfortpflanzung begünstigen, sind wir in der Lage, dieses Resultat an Hand der Aufstiegsergebnisse der Drachenstation in Friedrichshafen etwas weiter prüfen zu können. Der Temperaturzustand ist an den für uns besonders in Betracht kommenden Tagen (16., 22.—24. Februar und 2.—5. März) nur am 24. Februar und 5. März 1918 über 2500 m Seehöhe hinaus festgestellt worden. Wenn somit auch an Hand der Beobachtungen in Friedrichshafen ein einwandfreies zeitliches Übereinstimmen der stetigen Änderung der Meldungszahlen aus dem anormalen Schallgebiet mit einem Wechsel in der Stärke und Höhe der Inversionen quantitativ nicht nachgewiesen werden kann, so ist doch hervorzuheben, daß während der Tage der Untersuchung in Friedrichshafen Inversionen bis 2440 m und Isothermien bis 3340 m Seehöhe tatsächlich festgestellt worden sind. Letztere kommen zwar für die Rückbiegung der Schallstrahlen nicht in Betracht, lassen aber doch darauf schließen, daß in dieser, für Fernfortpflanzung des Schalles günstigen Höhe Tendenz zur Temperaturumkehr vorlag. Die bisherige Untersuchung über den Temperaturzustand der Atmosphäre läßt sich kurz wie folgt zusammenfassen: Qualitativ ist nachgewiesen worden, daß der stetigen Änderung der relativen Schallintensität im anormalen Schallgebiet eine stetige Änderung des Temperaturzustandes der Luft entspricht. Das vorhandene Beobachtungsmaterial ermöglicht einen strengen quantitativen Nachweis dieses Schlusses nicht.

6. Feststellung, ob in einzelnen typischen Fällen Luftströmungen oder Inversionen die anormale Schallfortpflanzung primär verursachten. Diese Untersuchung erstreckt sich auf die Tage vom 16. und 24. Februar 1918, weil für diese beiden Tage ein reichhaltiges Beobachtungsmaterial vorliegt. An Hand einer Reihe von Beobachtungstatsachen werden wir finden, daß für den ersten Tag nur Inversionen, hingegen für den letzten Inversionen in Verbindung mit sehr günstigen Luftströmungen als Ursache für die anormale Schalleitung in Betracht kommen.

Schallkarte I. 16. Februar 1918.
(Schallfigur durch Inversionen entstanden.)

Die Windrichtung und -Geschwindigkeit sind an diesem Tage in der untern Atmosphäre so ungünstig für die anormale Schallfortpflanzung, daß nur eine schwache oder keine Komponente berücksichtigt werden kann. Über Westrußland befand sich eine Antizyklone (780 mm), die bis nahe an den Nordfuß der Alpen reichte; eine Zyklone war über dem Mittelmeer (755 mm). In der Schweiz, nördlich der Alpen, verliefen die Isobaren von SE. nach NW. mit einem Gradienten von 2,0 mm. Über die Windrichtung und -Stärke an Orten mit verschiedener Meereshöhe gibt folgende Zusammenstellung Aufschluß:

Station	Höhe in m ü. Meer	Windrichtung u. -Stärke bei Beobachtungstermin I	II	III
Zürich	493	NE_2	NE_2	N_1
Weißenstein	1285	N_0	N_1	NE_1
Rigi-Kulm	1787	E_2	SE_1	E_1
Säntis	2500	ENE_2	ENE_0	ENE_1

Die Windstärke ist nach 1/2 Beaufort-Skala angegeben.

Die Ergebnisse der Drachenstation über die Windverhältnisse des freien Luftmeeres stimmen mit diesen Beobachtungen in der Schweiz überein. Es ist besonders beachtenswert, daß in Friedrichshafen um 7 h. 39 a. m. von 1270—2400 m konstante Windgeschwindigkeit (a in Formel 6 a = 0) festgestellt wurde; somit konnte die Richtung der Frontwellennormale nach den Formeln 9 a)—c) durch den Windgradienten nicht geändert werden.

Die Luftströmungen wurden von der Drachenstation bis 3960 m Seehöhe beobachtet. Wolken waren an diesem Tag in Zürich nur bis 1500 m über Meer sichtbar, es können also keine Messungen über Wolkengeschwindigkeit in der obern Troposphäre vorliegen.

Der Temperaturzustand. Von der Drachenstation wurde an diesem Tag eine Inversion zwischen 1270—1400 m Seehöhe mit einem Temperaturgradienten von — 0,92° pro 100 m festgestellt. Es unterliegt aber keinem Zweifel, daß in der untern Atmosphäre weitere Inversionen vorhanden waren. An diesem Tag lag nämlich über dem Alpennordfuß der Schweiz der Rand einer Antizyklone, die Höhenstationen meldeten ein teilweise ausgebildetes Nebelmeer, und Niederschläge fehlten, was zusammen sehr günstige Hinweise für die Existenz von Inversionen in der untern Troposphäre sind.

Die Schallfigur. Bei der Untersuchung über den Einfluß des Reliefs auf die Aufhellung der Zone des Schweigens wurde nachgewiesen, daß am 16. Februar 1918 das schallfreie Zwischengebiet in geringer Höhe überbrückt wurde; da es aber ausgeschlossen ist, daß den Winden bis 4000 m Seehöhe das Rückbiegen der Schallstrahlen zugeschrieben werden könnte, so müssen folglich die Strahlen in Inversionen zur Erde zurück gewendet worden sein. Mit diesem Schluß stimmt auch die deutlich nachgewiesene konkave Abgrenzung des sekundären Gebietes nach innen überein, was wir bei der Diskussion von Konstruktion IV als ein Kriterium dafür erkannt haben, daß die Temperatur die Fernakustik verursacht habe. Die ungünstigen Windverhältnisse bis 4000 m Seehöhe, das Überbrücken der Zone des Schweigens in geringer Höhe und die konkave Abgrenzung des sekundären Gebietes gegen den Schallherd weisen darauf hin, daß für den 16. Februar 1918 den Inversionen die Ursache für die Fernleitung des Schalles zuzuweisen ist.

Schallkarte II. 24. Februar 1918.

Die Windrichtung und -Geschwindigkeit. Über Südwest-Europa befand sich eine Hochdruckzone (775 mm), das Depressionsgebiet (745 mm) lag über Skandinavien. Über die Windrichtung und -stärke stellen wir folgende Beobachtungen zusammen:

Station	Höhe in m ü. Meer	Windrichtung u. -Stärke bei Beobachtungstermin I	II	III
Zürich	493	E_0	E_0	S_0
Weißenstein	1285	E_1	E_0	NW_0
Rigi-Kulm	1787	W_0	W_0	W_1
Säntis	2500	W_1	WSW_0	WSW_4

Windstärke nach 1/2 Beaufort-Skala.

Die Feststellungen in Friedrichshafen über die Luftströmungen in der freien Atmosphäre stimmen mit diesen Angaben überein: An der Erdoberfläche bis rund 1500 m ü. Meer herrschte um 6 h. 47 m a. m., von wenigen Varianten abgesehen, östlicher Wind. Darüber setzte bis 3330 m Seehöhe eine für unsere Schallanomalien außerordentlich günstige Luftströmung ein, die aus NNW. wehte mit einer starken durchschnittlichen Windgeschwindigkeitszunahme von ca. 1,0 m/sec. pro 100 m. Um 4 h. 20 p. m. drehte der Wind von 860 m Seehöhe an von S. 55 E. über S. und W. bis N. 45 W. in 4530—5390 und N. 50 W. in 5390—6260 m Seehöhe, wobei von 860—2240 m eine durchschnittliche Windgeschwindigkeitszunahme von 0,360 m/sec., und in der Schicht von 2690—6260 m eine solche von 0,460 m/sec. pro 100 m konstatiert wurde. Wolkengeschwindigkeitsmessungen konnten in Zürich wegen des dicht ausgebildeten Nebelmeeres nicht durchgeführt werden.

Der Temperaturzustand. Drei Inversionen und drei Isothermien wurden an diesem Tag um 6 h. 47 a. m. festgestellt. Die Höhen und Temperaturgradienten pro 100 m dieser Inversionen sind folgende:

Höhe in m ü. Meer	Temperaturgradient pro 100 m = 100 Δ t
400 — 520	— 0,750°
620 — 820	— 1,0°
2300 — 2440	— 1,57°

Nach den gemessenen Isothermien zu schließen, war zudem in den Meereshöhen von 1220—1330, 1560—1700 und 2940—3120 m Tendenz zur Temperaturumkehr vorhanden. In Übereinstimmung zu den festgestellten Inversionen und der geringen Temperaturabnahme nach oben steht die Antizyklone, deren Rand sich an diesem Tag über dem schweizerischen Alpennordfuß befand, das Nebelmeer, das bis ca. 800 m Seehöhe nördlich der Schweizeralpen lagerte und das Fehlen von Niederschlägen.

Die beobachtete Schallverteilung ist trotz der quantitativ festgestellten günstigen Bedingungen für anormale Schalleitung lückenhaft; ob an diesem Tage am Morgen und Abend selten und nur nachmittags mehr geschossen wurde, ist nicht bekannt. Die Verteilung der Meldeorte zeigt immerhin, daß der Schall auf große Distanzen deutlich wahrgenommen wurde. Über die Existenz einer Zone des Schweigens und deren spezielle Form läßt sich nichts bestimmtes feststellen, es kann somit auch kein zuverlässiger Schluß gezogen werden, ob an diesem Tag die beobachteten sehr günstigen Winde oder die beobachteten Inversionen die Fernakustik primär verursachten.

IV. Teil.
Zusammenfassung.

Im I. Teil wurde ein historischer Überblick über die festgestellten Tatsachen und die Interpretationen für anormale Schallfortpflanzung gegeben, woraus sich die Problemstellung für die vorliegende Arbeit ergab.

Im theoretisch-konstruktiven Teil II wurden die Schallfiguren für neun Fälle bestimmter Temperatur- und Windzustände konstruiert, um den Zusammenhang zwischen den meteorologischen Zuständen und den entstandenen Schallfiguren zu zeigen. Sämtliche dazu notwendigen Konstruktionsformeln wurden im Anschluß an die Untersuchungen von Mohn-Schiötz und Fujiwhara hergeleitet.

Aus den Fällen 1—8 des II. Teils lassen sich folgende Haupttatsachen zusammenstellen:

Es sind zwei Typen von anormalen Schallfiguren zu unterscheiden, nämlich:

I. axial symmetrische anormale Schallfiguren, welche durch den Einfluß von Windgradienten auf die Schallbahnen entstehen.

1. Die Überbrückung der Zone des Schweigens findet in einer Windschicht mit einem hinreichend starken Windgradienten statt. Dieser Wind darf dem Erdboden nicht unmittelbar aufliegen, weil sonst keine Zone des Schweigens entsteht. Der starke Einfluß einer kleinen Änderung des Temperatur- und Windgradienten, auch der Höhe, in welcher der Windgradient beginnt, auf die Variation der Form und der Entfernung des Innenrandes der anormalen Zone vom Schallzentrum, ist an Hand von Beispielen gezeigt worden.

   Diese Art der Überbrückung findet bei geometrischen und gebeugten Strahlen statt.

2. Die Form der anormalen Schallzone ist im allgemeinen an der auf die X-Achse (Windrichtung) bezogenen Symmetrie und an der starken konvexen Abgrenzung gegen die Schallquelle hin erkenntlich. Dreht der Wind seine Horizontalrichtung mit der Höhe, so ist die Symmetrieachse entweder nicht mehr deutlich zu erkennen, oder sie fällt vollständig aus; die starke konvexe Abgrenzung wird in diesem Falle zu einer leicht konkaven nach dem Schallherd, ohne aber letztern rotationssymmetrisch zu umschließen.

   Für axial symmetrische Schallfiguren sind keilförmige Zonen des Schweigens, oder das Fehlen eines schallfreien Zwischengebietes überhaupt charakteristisch.

   Bei Divergenz der Winde kann eine, auf das Schallzentrum bezogene rotationssymmetrische Form der anormalen Zone mit kleinem Zentriwinkel entstehen.

3. Die Intensitätsverteilung ist an Hand eines für die Luftströmungstheorie charakteristischen Beispiels mit geometrischen Strahlen bestimmt worden. Dabei wurde gefunden, daß die Intensität am innern Rand der sekundären Zone in unmittelbarer Nähe der X-Achse am größten ist und bei größerer Distanz vom Schallherd, auch bei größerem Azimut rapid abnimmt.

   Da ein Windgradient direkte und gebeugte Strahlen zur Erde zurückwendet, sind die Luftströmungen zum Transport großer Schallenergien geeignet.

II. Rotationssymmetrische anormale Schallfiguren mit großen Zentriwinkeln bis über 180°, die nicht in einwandfreier Weise durch die Windgradienten, wohl aber durch die im Winter häufigen untern Inversionen erklärt werden können.

1. Die Überbrückung der Zone des Schweigens ist in der Regel nur für gebeugte Strahlen möglich. An Hand eines exzeptionellen Beispiels für geometrische Strahlen ist mit Berücksichtigung des 1. Beugungsminimums nach der von Mallock benützten Methode für Windstille gezeigt worden, daß sich die Zone des Schweigens auf größere Entfernungen vom Schallherd weg ausbreitet, wenn die Temperaturabnahme der untern Luftschichten größer ist; das anormale Schallgebiet hingegen hängt von der Ausprägung der untern Inversionen ab.
2. Die Form der anormalen Zone ist ein Kreisring-Ausschnitt. Der schallfreie Teil des Kreisringes, wie auch die Variation der Form des Innenrandes der anormalen Zone sind qualitativ und quantitativ durch den Einfluß von Windgradienten auf die Inversionen erklärt worden.
3. Die Intensitätsverteilung. In dem Beispiel mit Inversionen (vgl. Konstruktion III) ist die Intensität, wie die Berechnung für geometrische Strahlen zeigt, am Innenrand der sekundären Zone am größten und nimmt bei Zunahme der Distanz vom Schallherd allmählich ab. Vergleicht man die beiden berechneten Intensitätsverteilungen miteinander, so folgt, daß eine Inversion weit weniger Schallenergie transportieren kann, als jene Zustände der Atmosphäre, bei welchen ein Windgradient in Frage kommt. Dieser Vergleich fällt tatsächlich noch mehr zu Ungunsten der Inversionstheorie aus, da die Inversionen meist nur gebeugte Strahlen zur Erde zurückzuwenden vermögen.

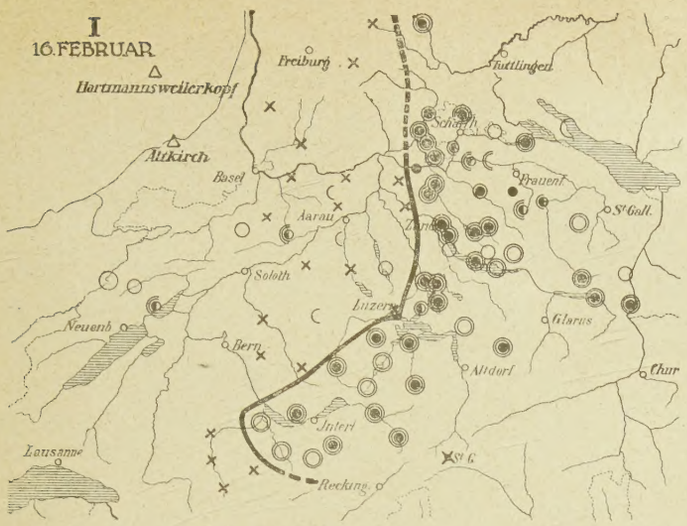
Im Anhang (Konstruktion VIII) ist das Schallbild, das von den Detonationen eines explodierenden Meteors herrührt, untersucht worden. Man hat qualitativ und quantitativ gezeigt, daß der Einfluß des Temperatur- und Windgradienten auf die Schallbahnen zu Ergebnissen führt, die sich mit einem empirisch untersuchten Falle decken.

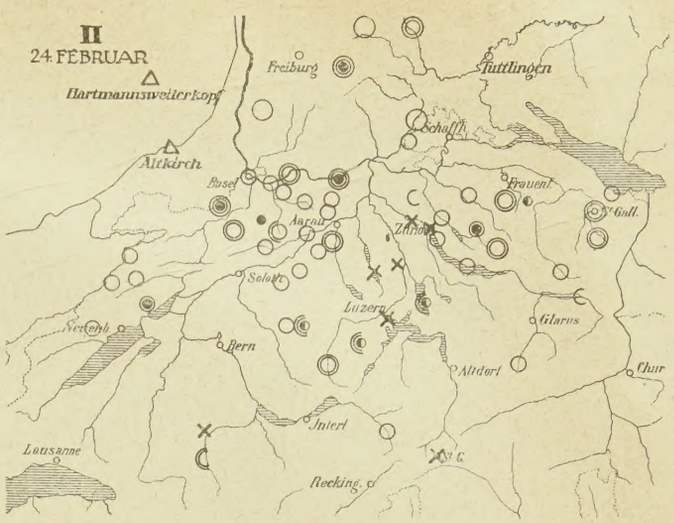
Folgende Ergebnisse der Untersuchung im III. Teil über die Hörbarkeit des K. im Winter 1917—18 in der Schweiz und in Süddeutschland stimmen mit den Haupttatsachen des II. Teils und früheren Feststellungen überein:

1. Obwohl nicht nur an einer einzigen Stelle geschossen wurde, sondern die Gegend von Altkirch und des Hartmannsweilerkopfes dafür approximativ in Betracht kommen, ist die Schallkarte vom 16. Februar 1918 doch mehr oder weniger deutlich rotationssymmetrisch.
2. Der Innenrand der anormalen Zone ist in den Karten I und V 100—125 km vom Schallherd entfernt, was mit früheren Beobachtungen, daß diese Distanz zwischen 100—170 km zu variieren pflegt, sehr gut übereinstimmt.
3. Am 16. Februar 1918 ist die Zone des Schweigens tiefer als in 4000 m Seehöhe überbrückt worden. Es ist nachgewiesen worden, daß an diesem Tag nur die Inversionen die anormale Schallfortpflanzung verursachen konnten.
4. Es ist eine beachtenswerte Stetigkeit in den Veränderungen aufeinanderfolgender Schallkarten festzustellen. Dem muß eine ebensolche Stetigkeit in der Veränderung der atmosphärischen Bedingungen entsprechen. Die in jener Zeit herrschende antizyklonale Wetterlage mit ihrer durch ein Nebelmeer und Vorhandensein von Inversionen ausgedrückten Stabilität läßt eine solche, durch die Schallfiguren geforderte, stetige Änderung der atmosphärischen Zustände verstehen und nachträglich erwarten. Daß die Schallfiguren hievon schon auf ihre Weise Kunde geben, ist ein interessantes Beispiel für die Möglichkeit der Fernanalyse allgemeiner atmosphärischer Zustände durch den Schall, auf die schon von A. de Quervain hingewiesen wurde.

Zürich, den 26. Juni 1919.

Schallausbreitung des Kanonendonners aus dem Elsass am 16. und 24. Februar 1918





Serie von Schallfiguren

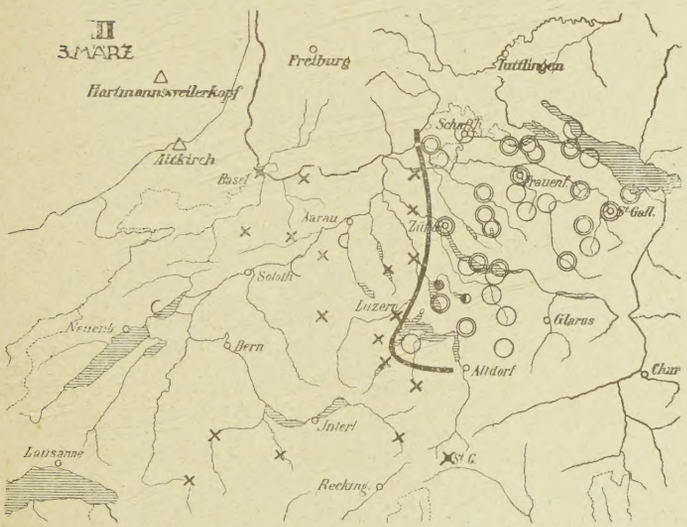
der Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Elsass am 3.–6. März 1918

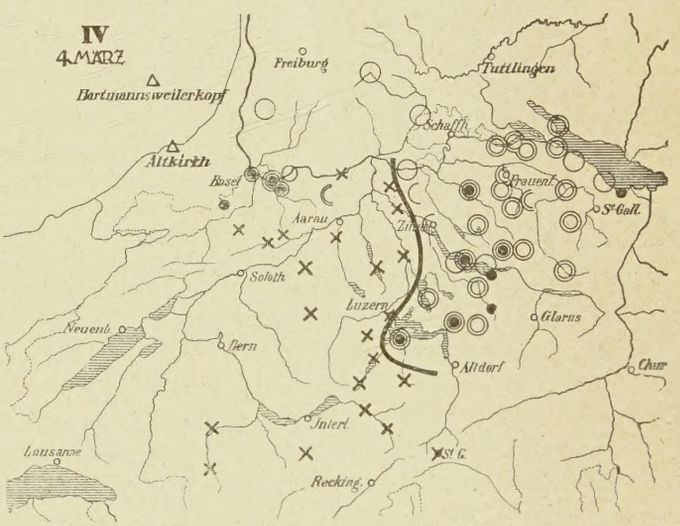
Legende für Schallfigur I–VI

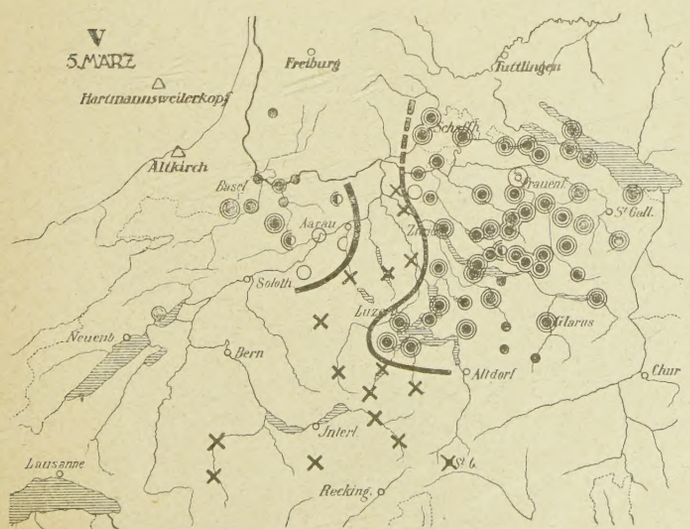
	mässig oder stark	schwach gehört	um:
	●	○	7½h a.m
	○	☾	1½h p.m
	◯	☾	9½h p.m

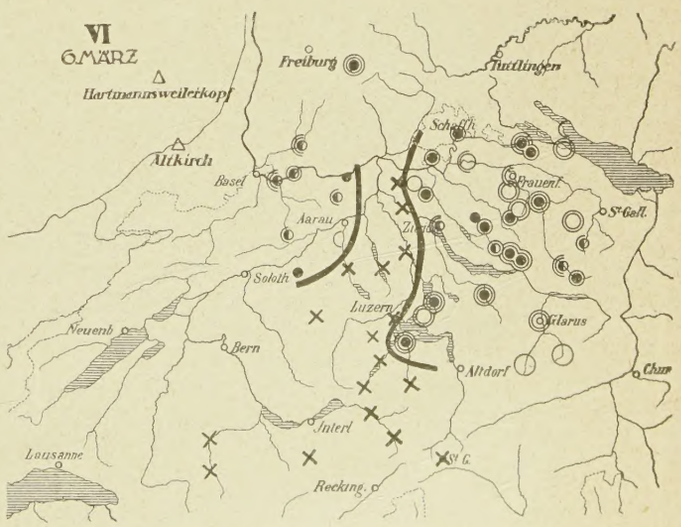
× negative Meldung

— Hörbarkeitsgrenze









Literaturverzeichnis.

Abkürzungen:

Met. Z. = Meteorologische Zeitschrift, herausgegeben im Auftrag der österr. Gesellschaft für Meteorologie und der deutschen meteorologischen Gesellschaft. (Verlag von Fr. Vieweg in Braunschweig.)

Phys. Z. = Physikalische Zeitschrift, begründet von E. Riecke und H. Th. Simon. (Verlag von S. Hirzel in Leipzig.)

Ann. d. Phys. = Annalen der Physik, herausgegeben von W. Wien und M. Planck. (Verlag von J. A. Barth in Leipzig.)

Altberg, W., Beugung des Schalles. Ann. d. Phys. 1907, 23.

Auerbach, F., Die Physik im Kriege. Verlag von Gustav Fischer, Jena 1916.

Behrens, P., Über Refraktion von Schallstrahlen in der Atmosphäre. Inaugural-Dissertation. Rostock, 1905.

Belar, A., Die Explosion des Pulvermagazins am Laibacher Felde. Die Erdbebenwarte, herausgegeben von A. Belar, VII. Jahrg.

v. d. Borne, G., Über die Verbreitung der durch die Dynamitexplosion zu Förde in Westfalen verursachten Schallphänomene. Die Erdbebenwarte, IV. Jahrgang.

— Über die Fernwirkung der Roburitaufflammung in Witten-Annen. Die Erdbebenwarte, VI. Jahrgang.

— Über die Schallverbreitung bei Explosionskatastrophen. Phys. Z., 11. Jahrgang, 1910, pag. 483.

Brand, W., Reichweite des Geschützdonners nach Kriegsbeobachtungen; ferner: Jährliche Hörbarkeitsperiode des Geschützdonners und seine größten bisherigen Reichweiten. Sitzungsberichte der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg, No. 4, Juli 1915, und No. 5, Juli 1916.

Bücking, Die Hörbarkeit des Kanonendonners, insbesondere die Fälle mit großer Reichweite. Annalen der Hydr. und marit. Met., Jahrg. 46, 1918, Heft I.

Dörr, J. N., Über die Fernwirkung der Explosion auf dem Steinfelde bei Wiener-Neustadt (1912, Juni 7.). Sitzungsberichte der Kaiserl. Akademie d. Wissenschaften in Wien. Mathem.-naturw. Klasse, Bd. CXXII, Abt. II a, Oktober 1913.

Emden, R., Über abnorme Hörbarkeit. Sitzungsberichte der mathematisch-physikalischen Klasse der K. B. Akademie d. Wissensch. zu München, 1916, Heft I; vgl. auch Fortsetzung Met. Z. 1918, Heft 1—6.

Esclangon, Ernest, Sur les coups de canon et les zones de silence. Ann. de phys. (9) 8, 1917.

van Everdingen, E., The propagation of sound in the atmosphere. Koninklijke Akademie van Wetenschappen te Amsterdam. Proceedings Volume No. 6, Vol. XVIII.

Fujiwhara, S., On the abnormal Propagation of Sound waves in the Atmosphere. The Bulletin of the Central-meteorological Observatory of Japan 1912, Vol. II, No. 1 und 1916, Vol. II, No. 4.

von Hann, J., Lehrbuch der Meteorologie. III. Aufl. Verlag von Tauchnitz, Leipzig 1915.

Kommerell, V., Die Bahn der Schallstrahlen in der Luft unter dem Einfluß der Temperatur. Phys. Z., 17. Jahrg., 1916, 172—75.

Krebs, W., Die Hörweite des Geschützdonners. Artilleristische Monatshefte. Verlag Georg Barth, Berlin, Jahrg. 1915 und 1916.

— Der Kanonendonner von Margate in Deutschland gehört? Weltall, herausgegeben von Dr. F. S. Archenhold, 16. Jahrg., 1915—16.

— Schallrätsel von Flandern und Bengalen. Mistpoeffers und Barisal guns. Weltall, 1916—17, 17. Jahrg.

Ludewig, P., Neue Beobachtungen über die Ausbreitung starker Schallwellen in der Atmosphäre. Annalen der Hydr. u. marit. Met. 1916, Heft 7.

Lux, Fr., Geschoßfernwirkung durch die Luftströmung. Naturwissenschaftl. Wochenschrift (Gustav Fischer, Jena), Jahrg. 1916, No. 22.

Mallock, A., Fog Signals Areas of Silence and Greatest Range of Sound. Proceedings of the royal society of London, A. 91, 1914.

Meinardus, W., Die Hörweite des Kanonendonners bei der Beschießung von Antwerpen. Met. Z. 1915.

Mercanton, P.-L., Le bruit de la cannonade du 21 janvier 1917. Jahresbericht des Schweiz. Erdbebendienstes, 1917.

Mohn, H., Studien über Nebelsignale. Annalen der Hydr. und marit. Met., 20. Jahrg., 1892, 1893, 1895.

Neuvième congrès international de géographie, Genève 1908, Tome II.

Nölke, Fr., Zur Erklärung der beim Geschützdonner, bei großen Explosionen u. s. w. beobachteten Fortpflanzungseigentümlichkeiten des Schalles. Phys. Z., 17. Jahrg., 1916, 31—35 und 283—286.

— Über die bei heftigen Explosionen und beim Geschützdonner beobachteten Anomalien der Schallausbreitung. Phys. Z., 18. Jahrgang, 1917.

de Quervain, A., Die Schallverbreitung der Dynamitexplosion an der Jungfraubahn am 15. November 1908. Annalen der Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt, Jahrgang 1908.

— Die Ausbreitung des Kanonendonners aus dem Sundgau an Weihnachten 1914. Ann. der Schweiz. Meteorol. Zentralanstalt, Jahrgang 1914. Jahresbericht des Schweiz. Erdbebendienstes, 1914.

— Weitere Beiträge zur Frage der atmosphärischen Schallausbreitung. Obige Ann. und Jahresbericht 1915.

— Das Meteorbeben vom 28. Juli 1915. Obige Ann. und Jahresbericht 1916.

— Ausbreitung des Kanonendonners von der Südfront (Asiago) in der Ostschweiz am 10. und 18. Juni 1917, nämliche Ann. und Jahresbericht 1917.

Rayleigh, J. W. Strutt, Theory of Sound. Deutsche Ausgabe von Fr. Neesen. 2 Bde. Braunschweig. Druck und Verlag von Fr Vieweg & Sohn.

Reynolds, O., On the Refraction of Sound by the Atmosphere. Proceedings of the royal society of London. Vol. XXII. 1874.

Schmidt, W., Zur Erklärung abnormer Hörbarkeit. Met. Z. 1915.

Schrödinger, E., Zur Akustik der Atmosphäre. Phys. Z., 18. Jahrgang, 1917.

Tyndall, J., Der Schall. Deutsche Ausgabe, herausgegeben durch H. Helmholtz und G. Wiedemann.

Verbeek, R. D. M., Krakatau. Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Palaeontologie. Jahrg. 1885.

Wegener, A., Untersuchungen über die Natur der obersten atmosphärischen Schichten. Phys. Z., 12. Jahrg., 1911.

Wolf, Th., Der Cotopaxi. Neues Jahrbuch für Mineralogie, Geologie und Palaeontologie. Jahrg. 1878.

Zeppelin, E., Zum sogenannten „Seeschießen". Heft 25 der Schriften des „Vereins für Geschichte des Bodensees und seiner Umgebung".